PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 22 — 15. November 1939 — Redaktionsschluß für Nr. 24 am 1. Dezember 1939 — 40. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

O. Hahn und F. Straßmann, Über das Zerplatzen des Uran- und des Thor-Kerns in leichtere Atome. S. 673.

H. O. Kneser, Die Wahrscheinlichkeit der Elektronenspinumkehrung bei Zusammenstößen in NO-Gas. S. 681.

G. Otting, Der quadratische Dopplereffekt. S. 681.

M. Arnold, Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultravioletbelichtung mit dem Stoßfunken. S. 687.

J. Tagger, Zur Kapazitätsmessung mit dem Fadenelektrometer. 2. Mitteilung. S. 695.

Besprechungen:

A. E. van Arkel, Reine Metalle. S. 696.

Nachrichten. S. 696.

Vorlesungsverzeichnis. Richtigstellung. S. 696.

ABHANDLUNGEN

Über das Zerplatzen des Uran- und des Thor-Kerns in leichtere Atome[1])

Von Otto Hahn und Fritz Straßmann

In einer Reihe von Arbeiten haben Hahn, Meitner und Straßmann die Vorgänge untersucht, die bei der Bestrahlung des Urans und des Thoriums mit schnellen und mit verlangsamten Neutronen auftreten. Die Vorgänge erwiesen sich bei diesen höchsten Elementen des periodischen Systems als viel verwickelter als bei den gewöhnlichen nicht radioaktiven Elementen. Bis zum Ende des Jahres 1938 stellten sich die Ergebnisse so dar, daß man sowohl beim Uran wie beim Thorium die Bildung mehrerer Umwandlungsreihen annehmen mußte, die ihrem Wesen nach aber beim Uran anders waren als beim Thorium. So ließ sich beim Thorium durch die Einwirkung verlangsamter Neutronen nur ein einziges Anlagerungsprodukt feststellen, also ein künstliches Thorisotop, das seinerseits unter β-Strahlenemission in ein Protaktiniumisotop (Element 91) überging. Mit schnellen Neutronen schienen durch Abspaltung von α-Strahlen drei Radiumisotope zu entstehen, die ihrerseits in aktive Aktiniumisotope zerfielen.

Beim Uran dagegen wurden gerade durch verlangsamte Neutronen eine ganze Anzahl von Substanzen nachgewiesen, die vom Uran und den benachbarten niedrigeren Elementen (*Pa, Th, Ac* usw.) chemisch verschieden waren, und die deshalb als Elemente jenseits Uran, sog. „Transurane" angesprochen werden mußten. Denselben Schluß hatten vorher schon Fermi und seine Mitarbeiter gezogen für die zwei vom Uran und den linken Nachbarelementen verschiedenen Substanzen, die sie als erste bei der Bestrahlung des Urans mit Neutronen erhalten hatten. Das von Meitner, Hahn und Straßmann[1]) aufgestellte Schema der künstlichen Umwandlungsprodukte des Urans enthielt zwei als kernisomer angesehene aktive Isotope des Elements 93, *Eka*-Rhenium; zwei entsprechende Isotope des Elements 94 (*EkaOs*) und je einen Vertreter der Elemente 95 und 96, also *Eka*-Iridium und *Eka*-Platin. Eine längerlebige Substanz von 60 Tagen Halbwertszeit war außerdem noch aufgefunden, aber in dem Schema noch nicht untergebracht worden[2]).

Neben diesen verstärkbaren Prozessen war noch ein Resonanzprozeß nachgewiesen worden[3]), der bei Neutronen von etwa 25 Volt Energie zu einem Uran von 23 Minuten Halbwertszeit führte, das unter Emission von β-Strahlen sich in ein nicht mehr nachweisbares, stabiles oder nur sehr schwach aktives *Eka*-Rhenium umwandeln muß.

I. Spaltungsprodukte des Urans

Nach diesen systematischen Untersuchungen über die „Transurane" erschienen mehrere Arbeiten von Curie und Savitch[4]) über eine weitere Substanz, die bei der Bestrahlung des

1) War als zusammenfassender Vortrag von O. Hahn bei der Deutschen Physikertagung in Marienbad vorgesehen.

1) L. Meitner, O. Hahn und F. Straßmann, Zeitschr. f. Phys. **106**, 249, 1937; O. Hahn, L. Meitner und F. Straßmann, Ber. d. Dtsch. Chem. Ges. **70**, 1374, 1937.

2) O. Hahn, L. Meitner und F. Straßmann, Naturwiss. **26**, 675, 1938.

3) a. a. O.

4) I. Curie und P. Savitch, C. R. **206**, 906 1643, 1938.

Urans mit verlangsamten Neutronen entstand. Der Körper zerfiel mit einer Halbwertszeit von 3,5 Stunden und zeigte chemisch sehr merkwürdige, den seltenen Erden ähnliche Eigenschaften. Die Verfasser konnten aber feststellen, daß er kein Thorium und kein Aktinium war; aber auch von dem Trägermaterial, dem Lanthan, ließ er sich augenscheinlich trennen. Nach den Angaben der Verfasser war ihr 3,5-Stunden-Körper weniger basisch als das Lanthan, im Gegensatz zu dem stärker basischen Aktinium. Mit einem gewissen Zögern glaubten deshalb die Verfasser schließen zu müssen, daß ihr 3,5-Stunden-Körper ebenfalls ein Transuran, aber mit den Eigenschaften einer seltenen Erde sei[1]).

Um diesen, auch von Curie und Savitch als nicht recht verständlich bezeichneten Schluß zu prüfen, haben wir den 3,5-Stunden-Körper nach den Angaben dieser Forscher hergestellt und die Existenz der neuen Substanz bestätigt. Eine genauere Untersuchung zeigte aber sehr bald, daß es sich dabei um ein kompliziertes Gemisch einer ganzen Reihe von Substanzen handelt (auch Curie und Savitch hatten schon Andeutungen für mehr als eine Substanz gefunden). Mit Barium als Träger ließen sich unschwer mehrere Erdalkalimetalle abscheiden, die sich ihrerseits in seltene Erden umwandelten[2]).

Da diese künstlichen Erdalkalimetalle chemisch nur Barium- oder Radiumisotope sein konnten —, alle anderen Elemente waren ausgeschlossen —, wurde natürlich zunächst der Schluß gezogen, daß künstliche Radiumisotope vorlagen. Ihre Entstehung aus dem Uran hatte man sich dann durch zwei sukzessive α-Strahlenumwandlungen vorzustellen; ein nicht sehr wahrscheinlicher, aber immerhin denkbarer Prozeß. Nun fiel uns aber auf, daß diese Radiumisotope sich von dem als Trägermaterial anwesenden Barium offensichtlich gar nicht oder viel schwerer trennen ließen, als man es von Radium erwartet hätte. Man weiß ja, wie sich Radium-Bariumgemische bei der fraktionierten Kristallisation ihrer verschiedenen Salze verhalten.

Unter den für unsere künstlichen Substanzen notwendigen Bedingungen ziemlich schnellen Arbeitens haben wir dann eine Reihe von fraktionierten Kristallisationen mit den natürlichen Radiumisotopen Thor X und Msth 1 durchgeführt. Sie verliefen so wie für Radium-Bariummischungen zu erwarten war. Nunmehr wurden diese natürlichen Radiumisotope mit einzelnen unserer gereinigten künstlichen vermeintlichen Radiumisotope vermischt und mit Barium als Träger fraktioniert kristallisiert. Das Ergebnis mehrerer solcher Indikatorversuche, teils mit Thor X, teils mit Msth 1, war völlig eindeutig: Thor X und Msth 1 ließen sich von Barium trennen, unsere künstlichen Erdalkaliisotope aber nicht. Sie verhielten sich genau wie das Barium.

Ein sog. „Kreislaufversuch", bei dem eines unserer künstlichen Isotope mit inaktivem Barium einen Kreis von vielen verschiedenen Bariumsalzen durchlief, gab das gleiche Resultat: die völlige chemische Identität des künstlichen Erdalkalimetalls mit dem Barium.

Durch diese Versuche waren wir zu dem Schluß gezwungen, daß bei der Bestrahlung des Urans mit Neutronen der schwere Urankern in kleinere Bruchstücke zerplatzt, von denen eines als Barium, und zwar gleich in Gestalt mehrerer Isotope, festgestellt war. Zugleich mit dem Nachweis des Zerplatzens des Urans durch Neutronen wurde auch das Zerplatzen des Thoriums festgestellt. Auch hier wurde das Barium als eines der Bruchstücke nachgewiesen. Beim Thorium bedarf es aber zur Auslösung der Spaltprozesse größerer Neutronenenergien; thermische Neutronen sind unwirksam.

Unmittelbar nach der ersten Mitteilung unserer unerwarteten Ergebnisse haben Meitner und Frisch[1]) die Möglichkeit des Zerplatzens des Uran- und des Thoriumkerns theoretisch diskutiert und die Art des Verlaufs solcher Prozesse auf Grund des Bohrschen Tröpfchenmodells der Atomkerne erörtert. Danach mußten diese Bruchstücke außerordentlich energiereiche Teilchen und als solche in geeigneten Meßanordnungen leicht nachweisbar sein. Frisch hat dann diesen physikalischen Beweis als erster erbracht[2]). Er wurde kurz danach von den verschiedensten Seiten bestätigt[3]).

Nachdem nun mehrere Bariumisotope als Bruchstücke der Uranspaltung nachgewiesen waren, mußte man fragen, welches die anderen Bruchstücke dieser Prozesse seien. Sehr bald fanden wir auch Strontiumisotope, und wir wiesen das Auftreten von Xenonisotopen dadurch nach, daß wir bei Versuchen, bei denen ein Luftstrom durch die bestrahlte Uranlösung geleitet wurde, in gekühlten Absorptionsmitteln einige Caesumisotope als Umwandlungsprodukte dieser Edelgase feststellen konnten. Entspre-

1) I. Curie und P. Savitch, Journ. Phys. et le Rad. **9**, 355, 1938.
2) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **26**, 766, 1938.

1) L. Meitner und O. R. Frisch, Nature **143**, 239, 1939.
2) O. R. Frisch, Nature **143**, 276, 1939.
3) F. Joliot, C.R. **208**, 341, 1939; W. Jentschke und F. Prankl, Naturwiss. **27**, 134, 1939; G. von Droste, Naturwiss. **27**, 198, 1939, sowie mehrere amerikanische Arbeiten in der Phys. Rev. **55**, 1939.

chende Versuche wurden dann auch von den holländischen Forschern Heyn, Aten und Bakker[1]) durchgeführt. Diese Forscher fanden außerdem ein Rubidiumisotop von 18 Minuten Halbwertszeit. Dieses ebenfalls im Luftstrom nachgewiesene Rubidiumisotop ließ auf ein Kryptonisotop schließen. Ein solches wurde unlängst von Segrè und Langsdorf[2]) im Hochspannungsinstitut in Berkeley gefunden; es hat eine Halbwertszeit von etwa 3 Stunden. Wir konnten die Existenz eines solchen, verhältnismäßig langlebigen Kryptons bestätigen[3]). In den folgenden Tabellen geben wir den derzeitigen Stand unserer Kenntnisse über die aktiven Edelgase Xenon und Krypton sowie das Strontium und ihre Umwandlungsprodukte.

Tabelle I

Die Xenon-, Caesium- und Bariumisotope

$$(\text{primär?})\quad {}_{56}Ba \xrightarrow[14\ \text{Min.}]{\beta} {}_{57}La \xrightarrow[\sim 2{,}5\ \text{Std.}]{\beta} Ce?$$

$${}^{139}_{54}Xe \xrightarrow[?]{\beta} {}^{139}_{55}Cs \xrightarrow[6\ \text{Min.}]{\beta} {}^{138}_{56}Ba \xrightarrow[86\ \text{Min.}]{\beta} {}^{139}_{57}La \quad \text{stabil}$$

$${}_{54}Xe \xrightarrow[\sim 15\ \text{Min.}]{\beta} {}_{55}Cs \xrightarrow[33\ \text{Min.}]{\beta} {}_{56}Ba \xrightarrow[300\ \text{Std.}]{\beta} {}_{57}La \xrightarrow[\sim 36\ \text{Std.}]{\beta} Ce?$$

Tabelle II

Die Strontium- und Kryptonisotope

$${}_{38}Sr \xrightarrow[7\ \text{Min.}]{\beta} {}_{39}Y?$$

$${}_{38}Sr \xrightarrow[6\ \text{Std.}]{\beta} {}_{39}Y \xrightarrow[3{,}5\ \text{Std.}]{\beta} Zr?$$

$${}^{89}_{38}Sr \xrightarrow[54\ \text{Tage}]{\beta} {}^{89}_{39}Y \quad \text{stabil}$$

$${}^{88}_{36}Kr \xrightarrow[3\ \text{Std.}]{\beta} {}^{88}_{37}Rb \xrightarrow[17\ \text{Min.}]{\beta} {}^{88}_{38}Sr \quad \text{stabil}$$

Von den in vorstehenden Tabellen gegebenen Produkten gehören mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit das primäre Barium von 14 Minuten und das Krypton von 3 Stunden Halbwertszeit zu einem Spaltungsprozeß, entsprechend folgendem Schema:

$${}_{92}U + n = {}^{88}_{36}Kr + {}_{56}Ba$$

$${}^{88}_{36}Kr \xrightarrow[3\ \text{Std.}]{\beta} {}^{88}_{37}Rb \xrightarrow[17\ \text{Min.}]{\beta} {}^{88}_{38}Sr \quad \text{stabil}$$

$${}_{56}Ba \xrightarrow[14\ \text{Min.}]{\beta} {}_{57}La \xrightarrow[\sim 2{,}5\ \text{Std.}]{\beta} {}_{58}Ce?$$

Über die Atomgewichte der einzelnen Produkte (außer dem *Sr* 88) läßt sich wegen der möglichen Abspaltung von Neutronen nichts Sicheres sagen.

Die in den vorhergehenden Tabellen zusammengestellten Substanzen haben nichts zu tun mit dem eingangs erwähnten, als „Transurane" bezeichneten zahlreichen Substanzen, die ja ebenfalls bei der Bestrahlung des Urans

1) F. A. Heyn, A. H. W. Aten jun. und C. J. Bakker, Nature **143**, 516, 679, 1939.
2) A. Langsdorf jun., Phys. Rev. **56**, 205, 1939.
3) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 529, 1939.

entstehen. Die Frage erhob sich nun, ob diese Körper nicht ebenfalls Produkte von Spaltprozessen sind, also keine Elemente hoher Ordnungszahl, sondern leichtere Elemente vorstellen. Diese Frage konnte vor der gänzlich unvorhergesehenen Spaltungsreaktion des Urans nicht gestellt werden, weil sie mit den bis dahin geltenden Anschauungen der Kernphysik unverträglich war. Einen entscheidenden Versuch machten als erste hierüber Meitner und Frisch[1]). Sie zeigten, daß die bei ihren „Rückstoßversuchen" außerhalb des bestrahlten Urans aufgefangenen Spaltprodukte zu zwei Drittel ihrer Gesamtintensität aus mit Schwefelwasserstoff fällbaren Substanzen bestehen, also sicher etwas anderes sind, als die eben beschriebenen Umwandlungsprodukte von Xenon- und Kryptonisotopen. Außerdem entsprach der Aktivitätsverlauf dieser Rückstoßschwefelwasserstofffällungen ganz dem der sog. „Transurane". Zu ähnlichen Ergebnissen kamen kurz danach auch Bretscher und Cook[2]). Da die „Transurane" nur durch normale β-Strahlenprozesse entstehen können, wäre es unmöglich, sie durch „Rückstoß" außerhalb der bestrahlten Substanz zu fassen. In jüngster Zeit hat außerdem Segrè[3]) festgestellt, daß von den zahlreichen bei der Bestrahlung des Urans mit Neutronen entstehenden Substanzen nur das Uranisotop von 23 Minuten Halbwertszeit und eine weitere Substanz von 2,3 Tagen Halbwertszeit nicht als „Rückstoßprodukte" außerhalb des Urans zu erhalten sind.

Sehr bald wurde auch die wahre chemische Natur wenigstens einiger der Transurane festgestellt, und zwar für den bisher für ein *Eka*-Platin (Element 96) gehaltenen 2,5-Stunden-Körper und für dessen als *Eka*-Iridium angesehene Muttersubstanz (Element 95) von etwa 66 Stunden Halbwertszeit. Abelson[4]) und Feather und Bretscher[5]) konnten zeigen, daß es sich dabei um Jod (Element 53) und dessen Muttersubstanz Tellur (Element 52) handelt. Der Hinweis auf diese Elemente gelang zunächst durch Absorptionsmessungen der von ihren im Verhältnis zu unseren ungleich stärker aktiven Substanzen emittierten Röntgenstrahlen; Feather und Bretscher wiesen das Jod dann auch nach chemischen Methoden nach.

In Wirklichkeit liegen auch hier die Verhältnisse noch wesentlich verwickelter. So stellte es sich bald heraus, daß der für Tellur gehaltene 66-Stunden-Körper seinerseits noch komplex ist und aus einem Gemisch von zwei 66-Stunden-Körpern besteht, von denen der eine in der Tat Tellur ist und ein Jod von 2,3 Stunden nachbildet, während der andere kein Tellur ist, sondern ein Molybdän vorstellt[1]), das offensichtlich identisch ist mit einem schon von Seaborg und Segrè auf andere Weise hergestellten Molybdän[2]). In der Fig. 1 sind zwei Kurvenpaare wiedergegeben, bei denen die untere Kurve jeweils das aktive Tellur und das sich daraus nachbildende Jod anzeigt, während die obere Kurve dem Molybdän entspricht (Fig. 1). Die chemische Trennung dieser beiden Substanzen haben wir nach verschiedenen Methoden durchgeführt[1]).

Es wird vielleicht seltsam erscheinen, wieso es möglich war, dieses Jod für ein Platinmetall zu halten. Dazu ist zu sagen, daß die Identität mit Jod erst dann sicher zu ermitteln war, nachdem wägbare Mengen von Jod in seinen verschiedenen Verbindungsstufen dem in dem bestrahlten Uran gebildeten aktiven Jod zugesetzt worden waren. Im anderen Falle scheidet sich der 2,3-Stunden-Körper aus saurer Lösung mit den oberflächenreichen H_2S-Niederschlägen adsorptiv ab, er schlägt sich auf Platin nieder und zeigt Eigenschaften, die ihn von einem Platinmetall nicht sehr unterscheiden. So erklärt sich auch die Beobachtung, daß wir seinerzeit den 2,5-Stunden-Körper bei der Kristallisation von Ammonplatinchlorid in gewisser Menge mit abscheiden konnten. Damals mußte dies für eine Platinähnlichkeit des „*Eka*-Platins" gehalten werden, während es sich in Wirklichkeit um eine Mitfällung von Ammonplatinjodid und dem Ammonplatinchlorid handelte. Außerdem mußte der 2,5-Stunden-Körper in der H_2S-Fällung gefunden werden, weil er sich aus dem mit H_2S fällbaren Tellur ja immer wieder nachbildet. Schließlich wurde weiter oben schon darauf eingegangen, daß andere Elemente als solche jenseits oder dicht unterhalb von Uran nicht in Frage kamen, bevor das Zerplatzen des Urans bekannt war.

Mit dem einen Jod und dem einen Tellur hat es nun aber noch nicht sein Bewenden. Es entstehen aus dem Uran eine ganze Anzahl von Jodisotopen, und alle haben ihrerseits Tellurisotope als Muttersubstanzen. Mit den starken, im Lawrenceschen Institut zur Verfügung stehenden Strahlenquellen hat Abelson[3]) im

1) L. Meitner und O. R. Frisch, Nature **143**, 471, 1939.
2) E. Bretscher und L. G. Cook, Nature **143**, 559, 1939.
3) E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 1104, 1939.
4) Ph. Abelson, Phys. Rev. **55**, 418, 1939.
5) N. Feather und E. Bretscher, Nature **143**, 516, 1939.

1) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 451, 1939.
2) G. T. Seaborg und E. Segrè, Phys. Rev. **55**, 808, 1939.
3) Ph. Abelson, Phys. Rev. **55**, 670, 876, 1939; **56**, 1, 1939.

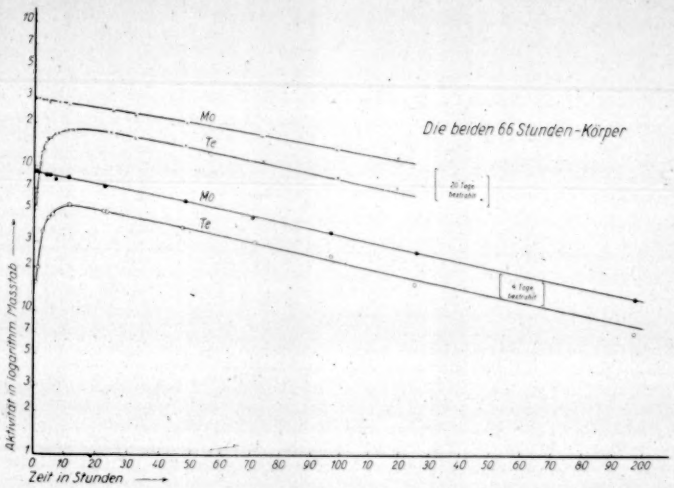

Fig. 1.

ganzen vier künstliche Jodisotope nachgewiesen und nicht weniger als sechs Tellurisotope, von denen eins aus zwei Kernisomeren besteht. Ein Teil der letzteren scheint seinerseits aus Antimonisotopen zu entstehen. Die vier Jodisotope haben auch wir nachgewiesen, teilweise mit kleinen Unterschieden in der Halbwertszeit; und wir konnten auch feststellen, daß sie alle aus aktiven Tellurisotopen entstehen[1]). Die genauere Analyse der Tellurisotope rührt aber von Abelson her; die Stärke unserer Präparate reichte dazu nicht aus.

Tabelle III

$$^{127}_{51}Sb \xrightarrow[80\ \text{Std.}]{\beta} {}^{127}_{52}Te \xrightarrow[1\text{o Std.}]{\beta} {}^{127}_{53}J \quad \text{stabil}$$

$$^{129}_{51}Sb \xrightarrow[4{,}2\ \text{Std.}]{\beta} {}^{129}_{52}Te \xrightarrow[\sim 70\ \text{Min.}]{\beta} {}^{129}_{53}J \quad ?$$

$$^{131}_{52}Te \xrightarrow[30\ \text{Std.}]{\gamma} {}^{131}_{52}Te \xrightarrow[30\ \text{Min.}]{\beta} {}^{131}_{53}J \xrightarrow[8\ \text{Tage}]{\beta} {}^{131}_{54}Xe$$

$$_{51}Sb? \xrightarrow[5\ \text{Min.}]{\beta} {}_{52}Te \xrightarrow[77\ \text{Std.}]{\beta} {}_{53}J \xrightarrow[2{,}4\ \text{Std.}]{\beta} Xe$$

$$_{52}Te \xrightarrow[43\ \text{Min.}]{\beta} {}_{53}J \xrightarrow[54\ \text{Min.}]{\beta} Xe$$

$$_{52}Te \xrightarrow[60\ \text{Min.}]{\beta} {}_{53}J \xrightarrow[22\ \text{Std.}]{\beta} Xe$$

[1]) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 531. 1939.

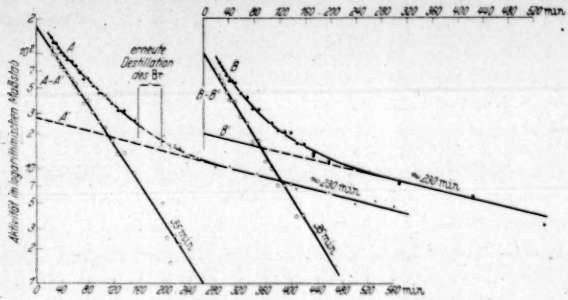

Fig. 2. Die beiden Brom-Isotope.

In der Tabelle III bringen wir die Abelsonschen Angaben über seine Antimon-, Tellur- und Jodisotope.

Nach dem Nachweis der vielen Jod- und vor allem Tellurisotope war es naheliegend, auch einmal nach deren niedrigeren Homologen Brom und Selen zu suchen. Hier sind aber bisher die Funde viel spärlicher. Thibaud und Moussa[1]) fanden ein schnell zerfallendes Halogen, von dem sie angaben, daß es vermutlich ein Bromisotop sei, und Dodsen und Fowler[2]) beschrieben ein Brom von etwa 40 Minuten Halbwertszeit. Unsere eigenen Versuche haben die Angaben über ein aktives Brom bestätigt; zugleich konnten wir ein zweites Bromisotop mit Sicherheit nachweisen[3]). Die beiden Bromisotope haben Halbwertszeiten von 35 Minuten und etwa 230 Minuten. In der Fig. 2 geben wir einige Abklingungskurven für diese Substanzen.

Wir fanden bisher weder einen Hinweis dafür, daß diese Bromisotope aus aktiven Selenisotopen entstehen, noch fanden wir einen Hinweis auf die Bildung von aktiven Kryptonisotopen aus ihnen. Außerdem ist es bemerkenswert, daß die Intensität dieser Bromisotope im Vergleich zu der der unter gleichen Bestrahlungsbedingungen entstehenden Jodisotope nur sehr gering ist. Sie beträgt beim Brom bei gleicher Durchdringbarkeit der β-Strahlen pro Einzelsubstanz weniger als 10 Proz. der Intensität des Jods[3]). Es handelt sich bei dem zu den Bromisotopen führenden Spaltungsprozeß offensichtlich um eine Art Nebenreaktion gegenüber den Reaktionen, die zu den vorher behandelten Elementen Tellur–Jod, Xenon–Caesium–Barium, Strontium, Molybdän führen.

Sicher sind mit den im vorliegenden genannten meist aus mehreren Isotopen etwa 14 verschiedener chemischer Elemente noch durchaus nicht alle Substanzen bekannt, die teils direkt, teils indirekt bei den Uranspaltungsprozessen entstehen. So steht z. B. auch die Aufklärung der früher als Vertreter der Elemente 93 und 94 unter den „Transuranen" beschriebenen Substanzen noch aus. Es ist deshalb jetzt auch noch verfrüht, die bisher gefundenen Elemente in verschiedene Reaktionsgleichungen einzuordnen; nur in dem einen Fall der Spaltung des Urans in ein Krypton von 3 Stunden und ein Barium von 14 Minuten Halbwertszeit konnte dies versucht werden[1]). Es fehlt vor allem noch die genauere Prüfung auf mittelschwere Platinmetalle (Ruthenium, Rhodium, Palladium), auf primär entstehende seltene Erden, auf Niob und Zirkon.

II. Spaltungsprodukte des Thoriums

Unmittelbar nach unseren ersten Ergebnissen über das Auftreten von Barium bei der Bestrahlung des Urans haben wir nachgesehen, ob auch das Thorium solchen Spaltungsprozessen unterliegt. Wir hatten ja früher bei der Bestrahlung des Thoriums mit unverlangsamten Neutronen mehrere Erdalkaliisotope nachgewiesen, die damals natürlich für Radium gehalten werden mußten[2]). Bei der Ähnlichkeit der Halbwertszeiten einiger dieser aus dem Thorium entstehenden Substanzen und ihrer Umwandlungsprodukte mit den aus dem Uran nachgewiesenen Barium- und Lanthanisotopen war der Verdacht naheliegend, daß es sich um dieselben Körper handelt, d. h. daß also auch die aus dem Thorium entstehenden Erdalkaliisotope kein Radium, sondern Barium sind. Indikatorenversuche und fraktionierte Trennungen bewiesen die Richtigkeit unserer Vermutung[3]). Hiermit war nun auch zu verstehen, daß es Herrn v. Droste in unserem Institut trotz großer Mühe und Sorgfalt und trotz gegenteiliger Veröffentlichung von

1) J. Thibaud und A. Moussa, C. R. **208**, 744, 1939.
2) R. W. Dodsen und R. D. Fowler, Phys. Rev. **55**, 880, 1939.
3) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 529, 1939.

1) a. a. O.
2) L. Meitner, F. Straßmann und O. Hahn, Zeitschr. f. Phys. **109**, 538, 1938.
3) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 89, 1939.

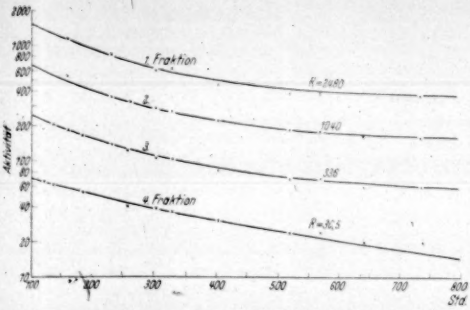

Fig. 3. 300-Stunden-Barium; fraktionierte Trennung von den Radium-Isotopen Msth 1 + Th X.

anderer Seite nicht gelungen war, das nach der bisherigen Auffassung notwendige Auftreten von α-Strahlen (*Ra* aus Thorium) während der Bestrahlung des Thors nachzuweisen[1]).

Nach unserer ersten Feststellung der Thoriumspaltung haben wir es als wünschenswert hingestellt, nachzusehen, ob das beim Uran nachgewiesene sehr charakteristische Bariumisotop von 300 Stunden Halbwertszeit auch aus dem Thorium entsteht. Außerdem wurde auf die Unstimmigkeit hingewiesen, daß beim Uran ein Barium von 86 Minuten Halbwertszeit gefunden wurde, während dem seinerzeit von Meitner, Straßmann und Hahn beim Thorium beschriebenen *Ra*-, nunmehr *Ba*-Isotop, eine Halbwertszeit von 3,5–4 Stunden zugeschrieben worden war. In der Zwischenzeit haben experimentelle Ergebnisse[2]) und auch theoretische Überlegungen[3]) es sehr wahrscheinlich gemacht, daß bei der Mannigfaltigkeit der bei den Spaltungsprozessen auftretenden Elemente und ihrer vielen Isotope, die nachweisbaren Spaltprodukte, etwa aus $_{92}$Uran 239, $_{92}$Uran 236 und $_{90}$Thor 233, zum großen Teil die gleichen sein sollten. Insbesondere haben Aten, Bakker und Heyn auch beim Thorium ein 86-Minuten-Barium gefunden[4]). L. Meitner[5]) hat allerdings beim Thorium auch zwei Körper gefunden, die bisher beim Uran noch nicht festgestellt werden konnten.

Die uns zur Verfügung stehenden Strahlenquellen sind für einwandfreie Versuche beim Thorium leider nicht stark genug. Durch die freundliche Hilfe des Bohrschen Instituts in Kopenhagen und des Hochspannungslaboratoriums der Auer-Gesellschaft in Berlin-Buch konnten wir aber die geplanten Versuche durchführen[1]). Das langlebige Bariumisotop von 300 Stunden entsteht auch aus dem Thorium, und das früher zu 3,5–4 Stunden Halbwertszeit angenommene Barium ist identisch mit dem beim Uran gefundenen 86-Minuten-Barium. Daß Meitner, Straßmann und Hahn für diese Substanz früher eine wesentlich längere Halbwertszeit fanden, liegt an der außerordentlich geringen Intensität der damaligen Präparate, bei denen die Aktivität der natürlichen, aus dem sorgfältig gereinigten Thor entstandenen Radiumisotope Msth 1 und Thor X die Aktivität des künstlichen Bariums bei weitem übertraf. Außerdem war bei den damaligen Versuchen keine fraktionierte Trennung Radium–Barium vorgenommen worden, denn die künstlichen Produkte wurden ja für Radium gehalten.

Mit Hilfe der stärkeren Präparate und der fraktionierten Kristallisation sind nunmehr die Aussagen völlig eindeutig.

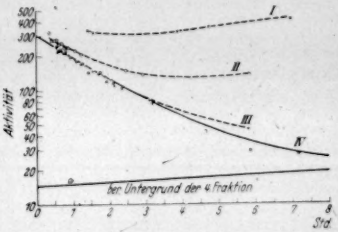

Fig. 4. 86-Minuten-Barium; fraktionierte Trennung von den Radium-Isotopen Msth 1 + Th X.

In der Fig. 3 sehen wir das Ergebnis des in Kopenhagen durchgeführten Bestrahlungsversuchs. Die Abscheidung und fraktionierte

1) G. von Droste, Zeitschr. f. Phys. **110**, 84, 1938.

2) E. Bretscher und L. G. Cook, Nature **143**, 559, 1939; L. Meitner, Nature **143**, 637, 1939; F. A. Heyn, A. H. W. Aten jun. und C. J. Bakker, Nature **143**, 679, 1939.

3) Zum Beispiel Bemerkungen von N. Bohr auf einer Diskussionstagung in der Royal Institution in London am 23. Juni 1939.

4) F. A. Heyn, A. H. W. Aten jun. und C. J. Bakker, Nature **143**, 679, 1939.

5) L. Meitner, Nature, l. c.

1) O. Hahn, F. Straßmann und S. Flügge, Naturwiss. **27**, 544, 1939.

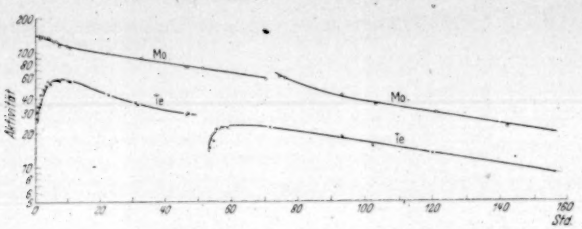

Fig. 5. Die beiden 66-Stunden-Körper Molybdän und Tellur aus Thorium.

Kristallisation geschah in Berlin. Die gezeichneten Kurven begannen erst 100 Stunden nach der Fraktionierung. Nach dieser Zeit ist das Msth 1 mit dem Msth 2, das Thor X mit dem Thor B und das Barium von 300 Stunden mit seinem Zerfallsprodukt Lanthan ungefähr in radioaktivem Gleichgewicht. Die Kurven zeigen sehr deutlich die starke Anreicherung der Radiumisotope (als *R* bezeichnet) in der ersten Fraktion. Die vierte Fraktion enthält nur noch sehr wenig Msth + Thor X; die Hauptaktivität rührt vom künstlichen Bariumisotop her. Die genaue Auswertung[1]) ergibt die Gleichheit der Halbwertszeiten der langlebigen Bariumisotope aus dem Uran und dem Thor, nämlich rund 300 Stunden.

In der Fig. 4 sind die entsprechenden Kurven zum Nachweis des 86-Minuten-Bariums wiedergegeben. Hier lag außer dem Msth 1 und dem Thor X und dem 86-Minuten-Barium auch noch die kleine Menge von 300-Stunden-Barium vor, das sich während der 2 Stunden dauernden Bestrahlung des Thoriums bei der Auer-Gesellschaft in kleiner, aber nachweisbarer Menge bildet. Durch fast über 800 Stunden durchgeführte Messungen des weiteren Verlaufs der einzelnen Kurven konnte wieder der Betrag an Msth, Thor X, 300-Stunden-Barium festgestellt werden. Die genaue Auswertung[1]) ergab eine einwandfreie Abklingung der auf die obigen Substanzen korrigierten Aktivität mit 86 Minuten Halbwertszeit.

Aus dem in Kopenhagen bestrahlten Thorpräparat konnten auch noch die beim Uran genauer beschriebenen beiden 66-Stunden-Körper, nämlich das Tellur und Molybdän nachgewiesen werden. In der Fig. 5 sind die Ergebnisse dargestellt. Die Trennung der beiden Substanzen geschah in ähnlicher Weise wie früher beim Uran[1]). Wieder bildet das Tellur, wenn es rein hergestellt wurde, zunächst das 2,3-Stunden-Jod nach und nimmt dann ab, anfangs vielleicht sogar etwas schneller als mit 66 Stunden. Beim Molybdän beginnt der Abfall sofort, anfänglich vielleicht ebenfalls etwas zu schnell. Ob diese schnellere Abnahme innerhalb der Fehlergrenzen liegt, oder ob es sich hier um eine der schon von L. Meitner[2]) beobachteten, beim Uran nicht gefundenen Substanzen handelt, können wir bisher nicht entscheiden.

So sind nun auch beim Thorium bereits eine ganze Anzahl von Spaltprodukten nachgewiesen. Daß noch nicht so viele Substanzen aufgefunden wurden wie beim Uran, liegt im wesentlichen an der geringeren Intensität der Produkte. Die Spaltung des Thors erfolgt ja nur mit schnellen Neutronen. Es wird vor allem von Interesse sein, neben dem Nachweis der mit den Spaltprodukten des Urans identischen Atomarten diejenigen genauer zu untersuchen, die beim Thorium auftreten und beim Uran nicht und umgekehrt solche, die beim Uran vorkommen, aber beim Thorium nicht.

1) Siehe O. Hahn, F. Straßmann und S. Flügge, l. c.

1) O. Hahn und F. Straßmann, Naturwiss. **27**, 451, 1939.
2) L. Meitner, Nature **143**, 637, 1939.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 7. Oktober 1939)

Die Wahrscheinlichkeit der Elektronenspinumkehrung bei Zusammenstößen in *NO*-Gas[1])

Von H. O. Kneser

Hörschallmessungen in *NO* bei Zimmertemperatur ergaben, daß sich ein Relaxationseinfluß in der Absorptionskurve nicht bemerkbar macht, und daß die aus der Schallgeschwindigkeit ermittelte spezifische Wärme mit der statischen übereinstimmt. Da zu dieser die Aufspaltung des Grundzustandes (Elektronenspin parallel und antiparallel zum Bahndrehimpuls) einen merklichen Beitrag liefert, so ist dadurch erwiesen, daß die Umstellung des Elektronenspins bei Zusammenstößen in verhältnismäßig kurzer Zeit ($<10^{-6}$ sec bei 1 atm.) vonstatten geht.

1) War als Vortrag zur Physiker-Tagung in Marienbad angemeldet.

Marburg, Physikalisches Institut der Universität, z. Zt. Rügenwalde, Wetterzug der Eisenbahn-Ers.-Batt.

(Eingegangen am 25. September 1939)

Der quadratische Dopplereffekt

Von Gerhard Otting[1])

Man hat schon öfters vorgeschlagen, mit Hilfe des Dopplereffektes am Licht der Kanalstrahlen die genaue Abhängigkeit des optischen Dopplereffektes von der Geschwindigkeit der Lichtquelle zu untersuchen. Die Anwendung der Lorentztransformation ergibt für die Geschwindigkeitsabhängigkeit

$$\lambda = \frac{\lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos\vartheta\right)}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \qquad (1)$$

im Gegensatz zum akustischen Dopplereffekt bei bewegter Schallquelle, bei dem

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{v}{c} \cos\vartheta\right) \qquad (2)$$

gilt. Die Gültigkeit der Beziehung (1) würde bedeuten, daß eine absolute gleichförmige Bewegung im Raum durch optische Versuche nicht nachweisbar ist.

Bis vor kurzem waren die zur Verfügung stehenden Kanalstrahlen zu inhomogen in bezug auf ihre Geschwindigkeit und daher die Dopplerlinien zu breit für eine derartige Untersuchung, bei der ein Einfluß eines Gliedes, das von $\frac{v^2}{c^2}$ abhängt, nachgeprüft werden muß. Aus Gleichung (1) ergibt sich nämlich durch Reihenentwicklung

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \left(-\frac{v}{c} \cos\vartheta + \frac{v^2}{2\,c^2}\right), \qquad (3)$$

also neben dem gewöhnlichen Dopplereffekt erster Ordnung eine kleine zusätzliche Rotverschiebung, die winkelunabhängig ist und demnach auch bei transversaler Beobachtung als einziger Effekt übrigbleiben müßte („transversaler Dopplereffekt").

Man kann heute so homogene Kanalstrahlen herstellen, daß die Messung des quadratischen Dopplereffekts aussichtsreich ist.

Der Grundgedanke der Methode ist folgender (Fig. 1):

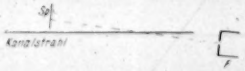

Fig. 1.

Der homogene Kanalstrahl wird entgegen der Richtung seiner Bewegung ($+v$) und außerdem über einen Spiegel Sp in Richtung der Bewegung ($-v$) mit einem geeigneten Spektralapparat F anvisiert. Man erhält eine nach Blau und eine nach Rot verschobene Spektrallinie (z. B. Wasserstoffbalmerlinie), außerdem die entsprechende unverschobene Linie des ruhenden angeregten Gases. Bei Fehlen eines quadratischen Gliedes liegen die beiden Dopplerlinien symmetrisch zur ruhenden Linie, bei Gültigkeit der Formel (1) dagegen muß eine zusätzliche Rotverschiebung vom (sehr kleinen) Betrage $\frac{1}{2}\lambda_0 \frac{v^2}{c^2}$ auftreten. Um eine möglichst große Verschiebung zu erhalten, ist es günstig, die Balmerserie des Wasserstoffs und hier zur Erzielung einer kurzen Belichtungszeit die intensivste Linie H_α zu benutzen.

Herr Ives[1]) hat kürzlich einen derartigen Versuch an der Linie H_β ausgeführt und Übereinstimmung mit Formel (1) erhalten. Seine Methode zeigte noch einige Mängel:

1. Die Verwendung eines breiten, ziemlich lichtschwachen Kanalstrahls machte sehr lange Belichtungszeiten erforderlich, vor allem weil mit einem Gitterspektrographen gearbeitet wurde.

1) Münchener Dissertation.

1) H. I. Ives und G. R. Stievell, Journ. Opt. Soc. **28**, 215, 1938.

2. Um die sehr kleine zusätzliche Rotverschiebung mit genügender Genauigkeit nachzuweisen, waren zum Teil Abstandsmessungen der Linien auf der Platte mit einer Genauigkeit von weniger als 1 μ erforderlich. Die Linien wurden dabei nicht durchphotometriert.
3. Als Spiegel für die Beobachtung der nach Rot verschobenen Linie wurde ein Hohlspiegel verwendet. Mittelt man über den Winkel φ, unter dem ein Punkt des Kanalstrahls von einem Punkte des Spiegels erscheint, um den für die Lage des Schwerpunktes der Linie tatsächlich wirksamen Winkel zu erhalten, so ergibt sich wegen des nicht linearen Verlaufs von $\cos\varphi$ bei dem verwendeten Spiegel, dessen Öffnung vom Kanalstrahl aus gesehen etwa 6° betrug, der wirksame Beobachtungswinkel für die nach Rot verschobene Linie als merklich verschieden von dem für die nach Blau verschobene Linie, wenn diese Richtung mit der Mittelsenkrechten des Spiegels zusammenfällt.

Der von Billing[1]) ausgeführte Versuch über Interferenzen mit Kanalstrahlenlicht ließ es als aussichtsreich erscheinen, eine direkte interferometrische Messung der Dopplerlinienwellenlängen vorzunehmen.

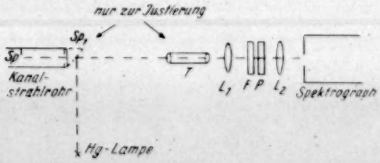

Fig. 2.

Der Gedankengang des Versuches ist (Fig. 2): Das Licht eines durch Ionenlinsen parallel gemachten, sehr hellen Kanalstrahls fällt — einmal direkt, einmal über einen Planspiegel — auf ein Fabry-Perot-Interferometer[2]), nachdem es durch eine Linse schwach konvergent gemacht ist. Eine gut korrigierte Linse bildet das System der Interferenzringe auf den Spalt eines Spektrographen ab. Die Spektrallinien erscheinen dann von den Interferenzringen durchschnitten, aus deren Durchmesser die genaue Wellenlänge berechnet wird. Die Beobachtung erfolgt unter einem sehr kleinen Winkel zur Kanalstrahlrichtung.

1) H. Billing, Ann. d. Phys. **32**, 578, 1938. In Zukunft mit B. zitiert.

2) Es wurde das von H. Billing näher beschriebene kleine Luftplatteninterferometer benutzt.

I. Apparatur

A. Erzeugung des Kanalstrahls

Die Apparatur zur Erzeugung des Kanalstrahls ist aus der von Billing verwandten entwickelt worden. Für die vorliegende Arbeit war es nötig, einen intensiven, über mehrere Stunden konstanten Kanalstrahl bei sehr verschiedenen Spannungen zu erzeugen. Die Anordnung war folgende (Fig. 3):

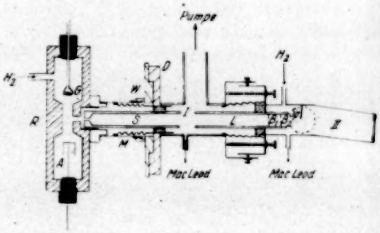

Fig. 3.

In dem Eisenrohr R brennt zwischen der Glühkathode G und der Anode A ein Niederdruckbogen in Wasserstoff. Durch geeignete Wahl des Druckes im Bogenraum (etwa 0,1 Tor) erhält man fast nur H_3^+-Ionen. Als Elektrodendurchführungen dienen wegen der leichten Auswechselbarkeit Zündkerzen. Aus dem Bogenplasma werden durch die Sonde S, die auf etwa 1000—4000 Volt liegt, positive Ionen herausgezogen. Die Sonde kann mittels eines Federungskörpers, eines Gewinderinges W und eines Doppelexzenters D justiert werden. Die Isolation zwischen Bogenkörper und dem Rohr M, das die Sonde trägt, erfolgt durch einen Ring aus Calit, der innen platiniert und verkupfert und auf das Rohr R aufgelötet ist. Wegen der Länge der Sonde S erreichen nur diejenigen Ionen den Raum I, die schon von vornherein etwa in Richtung der Rohrachse flogen. Dadurch ist eine leichte Justierung des Kanalstrahls auf größte Helligkeit für verschiedene Beschleunigungsspannungen ermöglicht. Im Raum I werden die Ionen durch die an der Elektrode L liegende Hochspannung (10000—30000 Volt) nachbeschleunigt. Die von S und L gebildete Ionenlinse konzentriert den Kanalstrahl auf die Blende B_1; im Raum II, in den dauernd Wasserstoff einströmt, so daß hier ein Druck von 10^{-2} Tor herrscht, wird der aus B_2 austretende Kanalstrahl zu hellem Leuchten angeregt.

Die auf Hochspannung liegenden Teile der Apparatur werden durch folgende Anordnung gekühlt: Eine kleine Märklin-Kesselspeisepumpe,

mittels einer isolierten Achse von einem Elektromotor angetrieben, pumpt destilliertes Wasser im Kreis durch den Kühlmantel der Apparatur und ein ebenfalls isoliert aufgestelltes Gefäß mit Eiswasser.

B. Elektrische Anlage

Niederspannungsteil

Der Wechselstrom, der zur Heizung der Glühkathode und des Palladiumrohrs dient, durch das die Wasserstoffzuströmung zum Bogen erfolgt, wird dem Netz entnommen, ebenso der Gleichstrom für den Bogen dem Gleichstromnetz. Zur Zündung des Bogens dient die von Billing (siehe B) angegebene Schaltung; nachdem aber der Abstand von Anode und Kathode zur Bogenkapillare möglichst verkleinert worden war, zündete er meist von selbst.

Hochspannungsteil

Die Hochspannung wird von einer Stabili – Voltanlage geliefert, die von einer 500-Perioden-Einphasenwechselstrommaschine gespeist wird. Zur Messung der Hochspannung und zur Kontrolle der Spannungskonstanz dient ein Hochspannungsvoltmeter nach Starke-Schröder. In den Erregungskreis der Dynamo ist ein kleiner veränderlicher Widerstand eingeschaltet; durch Nachregulieren dieses Widerstandes ist es möglich, die Spannung über mehrere Stunden auf etwa 1 Promille konstant zu halten.

C. Optischer Teil der Anlage

Um die nach Rot verschobene Linie zu erhalten, ist im Innern des Rohres, im Raum II, mittels eines Schliffs drehbar ein Spiegel Sp angebracht. Er kann durch Schrauben in der Vertikalrichtung justiert werden. In 1 m Abstand vom Rohr befindet sich die Linse L_1 (Fig. 2), die das Licht schwach konvergent macht. Es folgt das Fabry-Perot-Interferometer (Spiegelabstand, mit Natriumlicht ermittelt, etwa 1,4 mm), dessen Interferenzringe durch das Tessar L_2 (5 cm Brennweite, Öffnungsverhältnis $f:3{,}5$) auf den Spalt eines Fueß-Glasspektrographen abgebildet werden, dessen Dispersion für H_α etwa 70 Å/mm und dessen Öffnungsverhältnis $f:5$ beträgt.

II. Erforderliche Meßgenauigkeit

Aus Gleichung (3) folgt für den Dopplereffekt erster Ordnung:

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \frac{v}{c} \cos\vartheta, \tag{4}$$

für den zweiter Ordnung:

$$d\lambda = \frac{1}{2}\frac{v^2}{c^2}\lambda_0. \tag{5}$$

Für die mit der Anlage maximal zu erreichende Spannung von 30000 Volt ergibt sich für die Geschwindigkeit:

$$v = \sqrt{\frac{2e \cdot 30000}{3m_H \cdot 300}} = 1389\ \text{km/sec} \tag{6}$$

(1 Volt = 1/300 cgs), da die beobachteten Ionen als H_3^+ beschleunigt sind (siehe den entsprechenden Abschnitt bei B.).

Hieraus ergibt sich:

$$\beta = \frac{v}{c} = 0{,}00463.$$

Bei einer Wellenlänge von 6563 Å (H_α) ist damit nach Gleichung (4)

$$\Delta\lambda = 30{,}4\ \text{Å}$$

und nach Gleichung (5)

$$d\lambda = 0{,}070\ \text{Å}$$

($\cos\vartheta = 1$ vorausgesetzt).

Es ist daher wünschenswert, die Wellenlängen der Dopplerlinien auf einige Tausendstel Å genau zu messen. Dazu muß der Ringdurchmesser auf dem Spalt möglichst auf 0,01 mm genau gemessen werden, wie man durch Ausführung einer Wellenlängenberechnung mit zwei um 0,01 mm verschiedenen Werten des Ringdurchmessers sieht. Zur Messung werden die Spektrallinien längsphotometriert und in den Kurven die Ringdurchmesser bestimmt.

Bei der interferometrischen Messung ist

$$\lambda_1 = \frac{\lambda_0 n_0}{n_1}\sqrt{\frac{f^2 + R_0^2}{f^2 + R_1^2}}, \tag{7}$$

wobei λ_0 die bekannte, λ_1 die unbekannte Wellenlänge, n_0 und n_1 die zugehörigen Ordnungszahlen, R_0 und R_1 die Radien der Interferenzringe auf dem Spalt des Spektrographen sind. Die Brennweite der Linse L_2 ist f. Die Ringdurchmesser auf dem Spalt erhält man aus denen auf der Platte durch Division durch den Vergrößerungsfaktor des Spektrographen.

Da in dem Gebiet um H_α z. B. viele als Vergleichsnormale gut geeignete Ne-Linien liegen, ist die Aufnahme der Phasensprungkurve leicht möglich. H_α erschien stets als einfache Linie, da (bei dem verwandten Abstand der Interferometerspiegel) das Auflösungsvermögen der Anordnung nicht zur Trennung des natürlichen Dubletts ausreicht. Als Wellenlänge der ruhenden Linie wurde der Wert 6562,793 Å[1]) benutzt.

Der fast end-on betrachtete Kanalstrahl stellte eine nahezu punktförmige Lichtquelle

1) Landolt-Börnstein, 5. Aufl. 1923, Bd. II, S. 824

dar. Es muß daher zwischen Strahl und Interferometer eine Linse verwandt werden, die das Licht schwach konvergent macht. Dadurch ist ein Winkelbereich festgelegt, unter dem der Kanalstrahl beobachtet wird. Dieser Winkelbereich, Durchmesser der Linse L_1 zu Abstand, wird durch folgende Überlegung bestimmt:

Im Kanalstrahl kommen in merklicher Zahl Bahnen vor, die um 1° von der Mitte des Strahls abweichen (vgl. B.). Aus der Formel für den Dopplereffekt folgt durch Differenzieren in erster Ordnung:

$$\partial\lambda = -\lambda_0 \frac{v}{c} \sin\vartheta\,\partial\vartheta\,. \qquad (8)$$

Eine Winkeländerung um 1° bei einem Beobachtungswinkel von 6° bewirkt eine Änderung der Wellenlänge um 0,055 Å (bei einer Spannung von 30000 Volt). Um diese Verbreiterung der Linie, die sich in einem Unschärferwerden der Interferenzringe äußert, nicht noch mehr zu erhöhen, darf kein Punkt des Kanalstrahls unter einem Winkel betrachtet werden, der sich von der mittleren Beobachtungsrichtung um mehr als 1° unterscheidet. Eine weitere Verkleinerung des Verhältnisses Linsendurchmesser/Abstand würde aber auch keinen Zweck haben wegen der erwähnten Richtungsstreuung der Kanalstrahlen.

Die Spannung kann, wie erwähnt, auf weniger als 1 Promille konstant gehalten werden. Die restlichen kleinen Schwankungen wirken sich bei der rot- und der blau-verschobenen Linie in symmetrischer Weise aus, können also nicht stören.

Gemessen wird

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - \frac{v}{c}\cos\vartheta}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}\,. \qquad (9)$$

Daraus folgt in erster Ordnung:

$$\frac{v}{c} = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0 \cos\vartheta}\,, \qquad (10)$$

was mit dem aus der angelegten Spannung errechneten Wert verglichen wird; es ergaben sich innerhalb der Meßgenauigkeit keine Abweichungen, so daß unten nur die aus der gemessenen Dopplerverschiebung errechneten Spannungswerte angegeben werden.

Weiter wird

$$\frac{\lambda_{\text{rot}} - \lambda_{\text{blau}}}{2} - \lambda_0$$

gebildet und mit Gleichung (5) verglichen.

Fig. 4 zeigt 10fach vergrößert eine solche Aufnahme; in der Mitte (*a*) die ruhende Linie; unmittelbar rechts und links benachbart, mit *b* und *c* bezeichnet, Dopplerlinien, die von solchen Atomen herrühren, bei denen der Zerfall des H_3^+-Ions bereits nach Durchlaufen der ersten Spannungsstufe stattgefunden hat (vgl. B.). Die Dopplerlinien der durch die volle Spannung beschleunigten Atome sind mit *d* und *e* bezeichnet. *b* und *d* sind nach Rot verschoben,

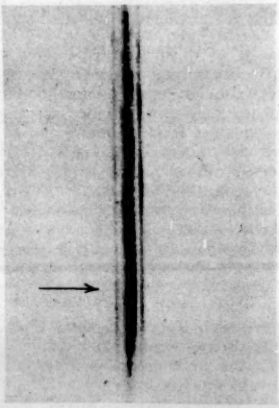

Fig. 4.

c und *e* nach Blau. Man erkennt auf den Linien die von den Interferenzringen herrührenden dunklen und hellen Stellen. Die Mitte des Ringsystems ist durch einen Pfeil gekennzeichnet.

III. Ausführung einer Messung

Zur Justierung der optischen Anlage wird zuerst in die Plattenebene des Spektrographen ein Glühlämpchen gebracht; nach Entfernung von L_1 (Fig. 2) blickt man dann mit einem auf unendlich eingestellten Fernrohr *T* durch die Linse L_2 nach dem Spalt und verschiebt L_2, bis der Spalt ganz scharf erscheint. Dann fällt der Brennpunkt von L_2 genau auf den Spalt. Darauf wird das Fernrohr entfernt und der Spiegel *Sp* so justiert, daß das durch L_2 parallel gemachte Licht des

Lämpchens in sich reflektiert wird. Nun wird zwischen L_1 und L_2 das Interferometer gesetzt und mit ganz schwachem Quecksilberlicht justiert. Schließlich wird ein kleiner, unter 45° geneigter Spiegel Sp_1 auf das Kanalstrahlrohr aufgesteckt und über den Spiegel Licht einer Quecksilberlampe durch die optische Anordnung geschickt. Das Interferometer wird

$$\frac{\varrho}{r} = \sqrt{1 - \frac{d^2}{r^2}} \approx 1 - \frac{d^2}{2r^2}$$

Fig. 5.

jetzt so lange verschoben, bis die Ringmitte auf dem Spalt liegt, was wegen der großen Helligkeit sehr genau (auf etwa 0,1 mm) erfolgen kann. Aus Fig. 5 sieht man, daß bei einem Radius von $R \cong 1$ mm und einem Einstellungsfehler von $d \cong 0{,}1$ mm sich $\varrho = 1 - \frac{0{,}01}{2} = 0{,}995$ mm ergibt. Der Radius wird also um weniger als 0,01 mm zu klein gemessen. Werden zur Bestimmung der Wellenlänge Ringe R_1 und R_2 von nahezu gleichem Durchmesser bei verschiedenen Linien benutzt, so bleibt dieser Fehler praktisch ganz ohne Einfluß, wie sich aus Formel 7 ergibt.

Ist diese Einstellung erfolgt, so werden Sp_1 und das Glühlämpchen entfernt, die Justierung ist beendet.

Im Bogenraum wird ein Wasserstoffdruck von etwa 0,1 Tor, in I 0,001 Tor, in II 0,01 Tor eingestellt. Der Bogenstrom beträgt etwa 2 Amp., der Kanalstrahlstrom 0,5–3 mA. Nach genauer Einstellung des Kanalstrahls auf größte Helligkeit wird der Plattenabstand des Starke-Schröderschen Voltmeters so gewählt, daß die Empfindlichkeit am größten ist, um möglichst kleine Spannungsschwankungen erkennen zu können. Dann wird eine Photoplatte eingesetzt und mit der Belichtung begonnen. Als Platte wurde Agfa ISS verwandt, weil diese bei $H\alpha$ ein Empfindlichkeitsmaximum hat. Die Platten wurden nach Entfernung der Lichthofschutzschicht mit ammoniakalischer Silberlösung nach einem mir freundlicherweise von Herrn Prof. v. Angerer angegebenen Rezept, wofür ich ihm sehr zu Dank verpflichtet bin, hypersensibilisiert. (Ohne Interferometer genügt eine Belichtungszeit von 1–3 Minuten!)

Mit der Interferenzanordnung betrugen die Belichtungszeiten etwa 3 Stunden. Vor der Aufnahme wird auf die gleiche Platte ein Hg-, nachher ein Ne-Vergleichsspektrum aufgenommen. Das Neonrohr enthielt auch Wasserstoff, so daß aus dem Vergleich der Wellenlänge des Ruhleuchtens im Kanalstrahl mit der des Geißler-Rohrs zu sehen ist, ob sich (z. B. durch Temperaturschwankungen) der Interferometerspiegelabstand zwischen Haupt- und Vergleichsaufnahme verändert hat. Bei den zur Messung verwandten Aufnahmen war eine derartige Veränderung nicht festzustellen[1]).

Zur Auswertung werden die Wellenlängen der nach Rot und Blau verschobenen Linien durch direkte Ausmessung unter einem Hartmannschen Mikrophotometer mittels der Dispersionskurve des Spektrographen auf etwa 1 Å genau bestimmt. Nun werden die Linien längsphotometriert; hierzu wird entweder ein Kochsches Registrierphotometer oder ein Spektrallinienphotometer von Zeiß benutzt; zwei mit dem letzteren gewonnene Kurven zeigt Fig. 6.

Auf den Photometerkurven wird der Ringdurchmesser gemessen. Aus den so bestimmten Ringdurchmessern auf der Platte müssen nun die Ringdurchmesser auf dem Spalt berechnet werden. Dazu wird der Vergrößerungsfaktor des Spektrographen bestimmt:

Ein Glasmaßstab wird so auf dem Spalt des Spektrographen befestigt, daß die Teilstriche direkt am Spalt anliegen. Dann wird (ohne Interferenzapparatur) eine Aufnahme gemacht und die Strichabstände auf Platte und Maßstab genau gemessen.

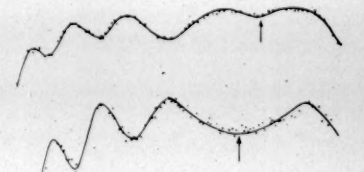

Fig. 6.

Abstand von 17 Strichen

auf der Platte: 11,346 mm,
auf dem Maßstab: 6,346 mm.

Daraus folgt für den Vergrößerungsfaktor:

$$v = 1{,}7878.$$

1) Entsprechende Ringdurchmesser bei der H_α-Linie des Ruhleuchtens im Kanalstrahl und der H_α-Linie im Geißlerrohr waren gleich groß.

Hiermit werden die Ringdurchmesser auf dem Spalt, die in die Wellenlängenberechnung eingehen, aus denen auf der Platte berechnet. Hierauf wird der genaue Abstand der Interferometerspiegel und die Phasensprungkurve mittels der Vergleichsspektren[1]) festgestellt. Als Normale dient dabei die Neonlinie 6402,246 Å. Die vorläufigen Wellenlängen der Dopplerlinien ergeben einen (nicht ganzzahligen) Wert für die Ordnungszahl; die benachbarte ganze Zahl, um die Korrektur gemäß der Phasensprungkurve verändert, gibt den genauen Wert. Die so erhaltenen Werte für die Dopplerverschiebung werden nun auf den Beobachtungswinkel $\vartheta = 0$ umgerechnet. Dazu wird der tatsächliche Beobachtungswinkel gemessen:

An dem drehbaren Schliff, der den Spiegel *Sp* trägt, befindet sich eine Winkelteilung, so daß die Drehung des Spiegels gegenüber der Rohrachse und damit der Beobachtungswinkel unmittelbar gemessen werden kann. Es genügt, diesen Winkel, der festgehalten wird, auf etwa 1° zu kennen. Nach Division durch $\cos\vartheta$ erhält man die Dopplerverschiebung für den Beobachtungswinkel 0, aus der nun $\frac{v}{c}$ berechnet wird.

Beispiel einer Messung

Index	Linie	R_{platte}	R^2_{spalt}
1	6402,246 N_e	3,114	3,0336
2	6506,528 N_e	3,743	4,3829
3	H_α blauverschoben	1,220	0,4656
4	6562,793 H_α	1,597	0,7979
5	H_α rotverschoben	2,726	2,323

Die zur Normalen 6402,246 gehörige Ordnungszahl ergab sich zu $n_1 = 4491$, womit sich als Ordnungszahlen der anderen Linien ergab:

n_1	n_2	n_4
4491,000	4417,830	4383,092

Die Ausmessung der Platte ergab als ungefähre Dopplerverschiebung:

$$\Delta_1\lambda = 19{,}4 \text{ Å}.$$

Mit den Werten von n_2 und n_4 ergibt sich hieraus die Phasensprungkorrektur (Unterschied des Phasensprunges gegenüber der ruhenden Linie)

$$\delta\varepsilon = \pm 0{,}090,$$

aus den angenäherten Ordnungszahlen $n_3 \approx 4396$ und $n_5 \approx 4369$ ergeben sich damit die genauen Werte

$$n_3 = 4396{,}0017$$

und

$$n_5 = 4369{,}1823.$$

Aus Gleichung (7) folgt hiermit:

$$\lambda_3 = 6543{,}956 \text{ Å}, \quad \Delta_2\lambda_3 = 18{,}837 \text{ Å}$$
$$\lambda_5 = 6581{,}682 \text{ Å}, \quad \Delta_2\lambda_5 = 18{,}889 \text{ Å}^1).$$

Beobachtungswinkel $\vartheta = 6°$.
Durch $\cos\vartheta$ dividiert:

$$\Delta\lambda_3 = 18{,}930 \text{ Å}, \quad \Delta\lambda_5 = 18{,}982 \text{ Å}$$
$$\lambda_3 = 6543{,}863 \text{ Å}, \quad \lambda_5 = 6581{,}775 \text{ Å}.$$

$$d\lambda = \frac{\lambda_3 + \lambda_5}{2} - \lambda_4 = \underline{\underline{0{,}026 \text{ Å}}} \quad \text{(gemessen)}.$$

Berechnung von $d\lambda$:
Mit dem obigen Wert von $\Delta\lambda$ ergibt sich:

$$\frac{v}{c} = 0{,}00289$$

und

$$d\lambda = \frac{1}{2} \cdot \frac{v^2}{c^2} \cdot \lambda_4 = \underline{\underline{0{,}027 \text{ Å}}} \quad \text{(berechnet)}.$$

IV. Meßergebnisse

Die Ergebnisse von drei Messungen sind in folgender Tabelle zusammengefaßt:

Platte Nr.	Gesamtspannung am Rohr berechnet aus $\Delta\lambda$ in Volt	$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0 - \lambda}{\cos\vartheta}$ in Å	$d\lambda$ berechnet: $\frac{1}{4}\beta^2\lambda_0$ in Å	$d\lambda$ gemessen: $\frac{\lambda_r - \lambda_b}{2} - \lambda_0$ in Å
36	3490	10,32	0,0082	0,011
45	13890	20,70	0,033	0,035
46	11680	18,96	0,027	0,026

Zusammenfassung

Es wurde die Abhängigkeit des optischen Dopplereffektes von der Geschwindigkeit der Lichtquelle untersucht. Es ergab sich, daß die mit Hilfe der Lorentz-Transformation abgeleitete Formel (1) die Versuchsergebnisse richtig wiedergibt. Es ist beabsichtigt, sobald die Verhältnisse es gestatten, die Versuche mit verschiedenen Beobachtungswinkeln zu wiederholen.

Eine besondere Freude ist es mir, Herrn Prof. Dr. E. Rüchardt, auf dessen Anregung

1) Benutzt wurden folgende λ-Werte: 4358,343 *Hg*, 5460,742 *Hg*, 5769,598 *Hg*, 5790,659 *Hg* 6402,246 *Ne*, 6506,528 *Ne*, 6562,793 H_α.

1) Eine genaue Beschreibung der relativen Wellenlängenmessung mit einem Interferometer vgl. z. B. bei K. W. Meißner, Ann. d. Phys. 51, 95, 1916; dort auch weitere Literatur.

und unter dessen Leitung ich diese Arbeit ausführen durfte, für seine außerordentliche Anteilnahme und zahlreiche wertvolle Diskussionen und Anregungen, wodurch das Fortschreiten der Arbeit sehr gefördert wurde, zu danken. Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. W. Gerlach, danke ich ebenfalls herzlich für sein großes Interesse an der Arbeit und die Bereitstellung der erforderlichen wertvollen Meßinstrumente. Meinem Kameraden cand. phys. A. Roß danke ich für seine Hilfe bei der Beaufsichtigung der Apparatur während der langen Belichtungszeiten.

München, Physikalisches Institut der Universität, zur Zeit Wünsdorf (Kr. Teltow), Panzertruppenschule.

(Eingegangen 28. September 1939.)

Einfluß von Funkenart (Länge) und Elektrodenmaterial auf die Schlagweitenvergrößerung durch Ultravioletbelichtung mit dem Stoßfunken

Von Martin Arnold

I. Einleitung

1887 hatte H. Hertz (1) die spannungssenkende Wirkung des ultravioletten Lichtes auf den Funkenausbruch bei hochfrequenter Wechselspannung entdeckt. Andere Forscher bestätigten bald diese Beobachtung auch bei Gleichspannung[1]). Wir wissen heute, daß es sich hierbei einmal um die Beseitigung von Spannungsüberhöhungen handelt, die in der bereits 1868 von A. Toepler (2) entdeckten Verzögerungszeit entstehen, zum andern um eine tatsächliche Erniedrigung der Zündspannung durch Fremdionisierung[2]).

Schon 1890 berichteten jedoch J. Elster und H. Geitel (4) von einer Umkehrung der Hertzschen Entdeckung, also von einer Sperrwirkung des ultravioletten Lichtes auf den Funkenausbruch[3]). Diese Spannungserhöhung bei großen Schlagweiten ist umfassend 1933 von J. Claußnitzer (5) behandelt worden.

Die Spannungssenkung bzw. Schlagweitenvergrößerung durch Bestrahlung der Schlagraumkathode mit ultravioletten Funkenlichte wurde in drei Arbeiten von M. Toepler (6, 7 und 8) untersucht. Meine vorliegende Arbeit schließt sich an diese an, besonders an die letztgenannte, welche den Stoßfunken zur Bestrahlung benutzt.

II. Versuchsanordnung und Meßmethode

a) Die Versuchsanordnung

war die gleiche, wie bei M. Toepler (8) Fig. 1 angegeben ist. Eine wirksame Kapazität K_{12} von 20000 cm, deren Außenbelege durch einen Alkohol-Wasserwiderstand W_0 von $0{,}5 \cdot 10^6$ Ohm verbunden sind, gibt beim Ausbruch des Zündfunkens F_{10} zwischen Kupferkugeln von 10 cm Durchmesser einen Stoßfunken F^* zwischen Spitzen im Nebenschluß zu W_0. Diese Stoßfunkenstrecke F^* befand sich wieder in der von M. Toepler (7) Fig. 1 angegebenen Funkenlampe. Am wieder unter 30° schräggestellten Empfängerfunken F_3, gespeist wieder von 6250 cm, wurden im Gegensatz zur zitierten Anordnung, nicht Kugeln von 5 cm Durchmesser, sondern von 3 cm Durchmesser benutzt. Ohne Störung durch Schattenwirkung konnte so bis zu Werten F_3 gleich 0,5 cm hinuntergegangen werden. F_3 stand im gleichen Zylinderkäfig (12 Sprossen, 35 cm lang, 20 cm Durchmesser) wie früher F_5 und konnte wie letzterer einpolig gekäfigt werden; außer zu Fig. 1 und Tabelle I und VI war bei allen Messungen vorliegender Arbeit die Anode von F_3 gekäfigt. Die Umhüllungen von F_{10}, der Funkenlampe mit F^* sowie des Käfigs von F_3 als Schutz gegen störendes Seitenlicht waren fast die gleichen wie früher.

Die Wasserwiderstände [M. Toepler (8), Fig. 1 mit W_1 und W_2 bezeichnet] zwischen F_{10} und F_3 waren je $0{,}5 \cdot 10^6$ Ohm bei Neufüllung und gingen allmählich bis auf die Hälfte herunter vor Neufüllung. Versuchsweise wurden W_1 und W_2 auch durch je $0{,}3 \cdot 10^6$ und durch je $0{,}7 \cdot 10^6$ Ohm bei Neufüllung ersetzt, ohne daß sich dabei eine Änderung der Meßwerte ergab, die außerhalb der Meßfehlergrenze lag.

Im Gegensatz zur letzten Arbeit von M. Toepler (8), in welcher der Abstand A vom Strahler F^* zum Empfänger F_5 stets 2 m betrug, wählte ich in vorliegender Arbeit A von F^* nach F_3 stets gleich 1 m (außer in den Abschnitten Va und VIIa, wo der Einfluß der Änderung von A ermittelt wird).

b) Meßmethode

Einbrennen: Entsprechend den schon von M. Toepler (9) gemachten Erfahrungen wurden

1) Ausführlicher Literaturnachweis bei W. O. Schumann, Elektrische Durchbruchfeldstärke von Gasen, Verlag J. Springer, Berlin 1923.

2) Literaturangabe hierzu bei C. Brinkmann (3).

3) Eingehende Darstellung der weiteren Entwicklung unserer Kenntnis von der spannungserhöhenden Wirkung des ultravioletten Lichtes auf den Funkenausbruch bei J. Claußnitzer (5).

nach längeren Arbeitspausen (von mehr als 2 Stunden) alle drei Funkenstrecken mit mindestens 30 starken Funken zur Beseitigung von Staubspitzen eingebrannt.

Funkenfolge: Diese wurde so einreguliert, daß bei kleinen Schlagweiten (0,6–0,8 cm) etwa aller 3 Sekunden, bei mittleren (0,9–1,2 cm) etwa aller 5 Sekunden, bei größeren (über 1,2 cm) in noch größeren Zeitabständen die Funken aufeinanderfolgten.

Einstellen der Funkenstrecken: Die Einstellungen von F_{10} und von F_3 geschahen mikrometrisch; Einstellsicherheit $\pm 0{,}002$ cm. Bei F_{10} war die Anode fest, bei F_3 die allein lichtempfindliche Kathode, um Einfallswinkel und Abstand von F^* konstant zu halten. F^* wurde mit einer Lehre eingestellt, bei allen Versuchen 1 cm lang.

Meßbereich der Spannung: Unterhalb F_{10} gleich 0,6–0,7 cm sprach F^* gleich 1 cm nicht mehr an. Als obere Zündschlagweite wurde 1,80 cm gewählt, wofür die Strahlwirkung bei F_3 erstmalig auf Null gesunken ist (vgl. Abschnitt IV).

Meßart: Gemessen wurde, wie dies auch M. Toepler (6, 7, 8) tat, die durch Belichtung verursachte Erhöhung der Schlagweiten in F_3. Bei fest eingestellter Normschlagweite F_{10} wurde zunächst die zugehörige Schlagweite $s_{3\,norm}$ in F_3 bestimmt, wenn F^* abgeschirmt war. Als Wert für $s_{3\,norm}$ wurde der gewählt, bei den gleich viele Zündungen in F_3 und F_{10} gezählt wurden, wo also der Funkenausbruch von der einen Funkenstrecke auf die andere überging; gleichzeitiges Ansprechen von F_3 und F_{10} kam nur ganz selten vor. Fiel Licht von F^* auf F_3, so traten ab $s_{3\,norm}$ gleichzeitig die drei Funken F_{10} und F^* und F_3 auf, bis F_3 zum Werte $s_{3\,max}$ vergrößert war. $s_{3\,max}$ gibt die Einstellung von F_3, bei der 50 Proz. aller Funken in F^* noch einen Funken F_3 durch Lichtstoß zündeten. Um den Einfluß eines toten Ganges in F_3 und F_{10} zu beseitigen, wurden die Einstellwerte stets erst zu groß gewählt und dann schrittweise um je 0,005 cm verkleinert, bis der definierte Meßwert erreicht war. Jede einzelne Messung benötigte mindestens 100 Funkenübergänge.

Druck, Temperatur und Feuchtigkeit: Die Versuche wurden bei 74,0–76,0 cm Hg in einem Kellerraum (115 m über NN.) durchgeführt, dessen Temperatur gut konstant gehalten werden konnte; sie betrug im Sommer 20° C, im Winter um 25° C. Die relative Feuchtigkeit war gering, sie wird in den Tabellen durch Angabe der beiden Psychrometertemperaturen t_1 und t_2 mitgeteilt.

III. Die Alterung der Strahlwirkung

a) Alterung von s_{norm}, s_{max} und W nach M. Toeplers Messungen an 5-cm-Messingkugeln

Für die Alterungen, d. h. für die Änderungen der Strahlwirkung W, d. h. von $s_{max} - s_{norm}$ mit der Funkenzahl, war zum mindesten dreierlei zu unterscheiden; die Alterung der Anfangspannung s_{norm} von F_5 und die Alterung von s_{max}, einmal hinsichtlich der Empfindlichkeit von F_5, andererseits hinsichtlich der Strahlhelligkeit von F^*.

Die Alterung der (vom Material unabhängigen) Anfangspannung, also von s_{norm}, ist von M. Toepler erschöpfend untersucht worden. Weiter ergab sich für s_{max} ein ähnlicher Verlauf, d. h. s_{max} nahm mit der Zahl der Funkenübergänge erst rasch, schließlich nur unmerklich langsam ab. Die Abnahme von s_{max} war dabei viel stärker als von s_{norm}. Die Strahlwirkung $s_{max} - s_{norm}$ erwies sich sogar als empfindlicher gegen das Altern als s_{norm}.

Hierfür spricht auch folgender von M. Toepler angestellter Versuch[1]). Alte, aber frisch geputzte 5-cm-Messingkugeln, anodisch gekäfigt, wurden aus 2 m Entfernung mit 1,5 cm langem Funken zwischen frischen, stumpfen Kupferspitzen bestrahlt. Sie ergaben bei einer Spannung von

$$F_{10} = 1{,}75 \text{ cm} \quad s_{norm} = 1{,}7668 \text{ cm}$$

und

$$(s_{max} - s_{norm}) = 0{,}2716 \text{ cm}.$$

Nach sanftem Abwischen mit einem in Paraffinum liquidum getauchten Leinwandläppchen wurde

$$s_{norm} = 1{,}7107 \text{ cm}$$

und

$$(s_{max} - s_{norm}) = 0{,}1515 \text{ cm}$$

gemessen, und weiter wiederholt naheliegende Werte mit sehr geringer Streuung. Nach 15 Stunden Ruhepause war das Paraffin eingetrocknet. Jetzt ergab sich s_{norm} zu 1,785 cm und $(s_{max} - s_{norm})$ zu 0,295 cm. Die Werte $(s_{max} - s_{norm})$ lassen also Veränderungen der Oberfläche etwa 20mal so stark in Erscheinung treten als s_{norm}.

b) Altern der Strahlwirkung bei 3-cm-Kugeln[2])

Aus umfangreichen Vorversuchen zu vorliegender Arbeit folgte:

1) Nicht veröffentlicht; nach brieflicher Mitteilung.

2) Voraussetzung für den Vergleich von F_3 mit F_5 ist natürlich, daß gleichstarke Funken vorlagen; schwächere Funken werden die Elektroden langsamer altern lassen.

Mit sehr altem F_3 gemessen zeigten alle als Elektroden von F^* benutzten Stoffe, daß die Helligkeit von F^* nach höchstens 600 Funken konstant wurde.

Mit hinreichend altem F^* gemessen ergaben die bei F_3 benutzten Stoffe erst nach etwa 2000 Funken eine Konstanz der Strahlwirkung, also der Empfindlichkeit von F_3. Kupfer zeigte sogar erst nach 5000 Funken hinreichende Konstanz.

Alle nachstehenden Daten wurden mit genügend gealterten Elektroden bei F_{10}, bei F^* und bei F_3 ermittelt[1]).

IV. Verlauf der Strahlwirkung in Abhängigkeit von der Funkenspannung (d. h. der Normschlagweite F_{10}).

a) Experimenteller Befund bei 5-cm- und 3-cm-Kugeln

Für F_5 gilt [vgl. M. Toepler (8), Fig. 3], daß die Wirkung als Funktion von F_{10} davon stark abhängig ist (Fall A), ob F_5 anodisch, oder (Fall K) ob F_5 kathodisch gekäfigt ist, oder (Fall S) ob der Käfig geerdet ist, also bei F_5 symmetrische Spannung herrscht. Man hat zu unterscheiden: den Bereich unterhalb einer Schwenkstelle S_5 bei etwa F_{10} gleich 1,45 cm, innerhalb dessen die Wirkung für alle drei Fälle nur wenig verschieden verläuft und den Bereich oberhalb S_5 mit starkem Anstieg für A mit Fortsetzung mittleren Anstieges für S und mit Abnahme für K. Eine Knickstelle K_5 wird mit alten F_5 für A und S bei etwa 1,80 cm mit neuen bei etwa 2,0 cm erreicht.

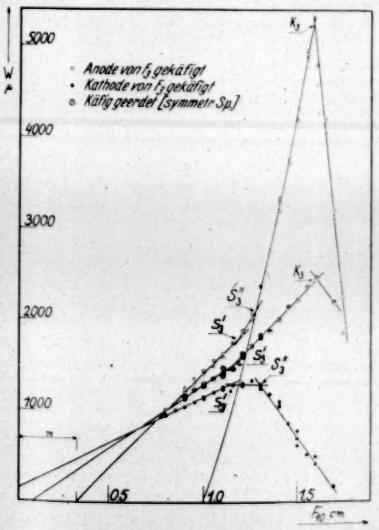

Fig. 1. Strahlwirkung W in Abhängigkeit von F_{10} bei verschiedenartiger Käfigung; F^*Fe bestrahlt F_3Cu.

Für F_3 gilt nun qualitativ das gleiche mit einer aus Fig. 1, gültig für F_3 mit alten Kupferkugeln bestrahlt durch F^* mit alten Eisenspitzen, ersichtlichen Komplikation. Statt einer erkennt man zwei nahe beieinander gelegene Schwenkstellen S_3' für $F_{10} = 1{,}19$ cm und S_3'' für $F_{10} = 1{,}28$ cm im Verlaufe der Wirkung für Fall A (oberster Kurvenzug) und für Fall K (unterster Kurvenzug). Oberhalb einer Knickstelle K_3 bei F_{10} gleich 1,56 cm sinken die Kurven für Fall A und Fall S (mittlerer Kurvenzug) steil nach Null ab.

Für den weiterhin allein untersuchten Fall A, d. h. für F_3 mit anodischer Käfigung, oberste Kurve in Fig. 1, gilt:

1. Unterhalb S_3' hat man fast eine Gerade, die bei $F_{10} = m$ die Abszisse schneidet.
2. Das kleine, unsichere Kurvenstück S_3' bis S_3'' zielt nach einem negativen Abszissenschnittpunkt.
3. Oberhalb S_3'' bis K_3 läßt sich der Verlauf der Wirkung gut durch die in Fig. 1 gezeichnete Parabel

$$(F_{10} - m)^2 = 2\,p \cdot (W + n)$$

mit $m = 0{,}32$, $2\,p \cdot 10^3 = 0{,}218$, $n = 2080$ für F_{10} in cm und W in μ darstellen.

b) Zusammenhang der Unstetigkeitsstellen im Verlaufe der Strahlwirkung mit den Unstetigkeitsstellen im Verlaufe der Anfangsspannung (Funkenspannung)

M. Toepler (8) hatte für den Verlauf der Wirkung W in Abhängigkeit von F_{10} für 5-cm-Kugeln zwei Unstetigkeitsstellen S_5 und K_5 gefunden und gezeigt, daß diese in ursächlichem Zusammenhang standen mit Unstetigkeitsstellen im Verlaufe der Anfangspannung $s_{5\,\mathrm{norm}}$ von F_5. Dieser Zusammenhang besteht auch für die Empfängerkugeln von 3 cm Durchmesser. In Tabelle I sind Schlagweiten mit gleicher Anfangspannung angegeben, und zwar für F_{10} sowie $s_{3\,\mathrm{norm}}$ an F_3 mit alten Kupferkugeln, dies unter A bei anodischer, unter K bei kathodischer

[1]) Der bekannte Hallwachseffekt ist fast ausschließlich an reinsten frischen Oberflächen untersucht und mit kleinen elektrischen Feldern; sonst naheliegende Vergleiche mit der Strahlwirkung ergeben daher nur einige Ähnlichkeiten.

Tabelle I

Schlagweiten mit gleicher Anfangsspannung

F_{10}	$s_{\frac{1}{2}\,\mathrm{norm}}$		
cm	Fall A	Fall K	Fall S
0,6	0,584	0,574	—
0,65	0,633	0,624	—
0,7	0,680	0,672	—
0,75	0,730	0,721	—
0,8	0,779	0,768	0,752
0,85	0,828	0,818	0,799
0,9	0,875	0,872	0,850
0,95	0,926	0,921	0,900
1,0	0,974	0,970	0,953
1,05	1,025	1,022	0,999
1,1	1,080	1,072	1,054
1,15	1,134	1,127	1,106
1,2	1,194	1,188	1,158
1,25	1,254	1,243	1,213
1,3	1,318	1,308	1,264
1,35	1,393	1,388	1,320
1,4	1,482	1,470	1,378
1,45	1,570	1,555	1,435
1,5	1,659	1,648	1,496
1,55	1,777	1,750	1,564
1,6	1,908	1,864	1,653
1,65	2,056	—	—
1,7	2,228	2,153	1,855
1,75	2,425	—	—

Käfigung und unter S bei geerdetem Käfig, d. h bei symmetrischer Spannung.

Eine Unstetigkeit im Verlaufe von A, von K und von S liegt dort, wo diese Werte größer als F_{10} werden, d. h. bei 1,23 cm, bei 1,28 cm und bei 1,53 cm. Dies sind aber nahezu die Werte von F_{10}, bei denen auch der Wirkungsverlauf für F_3 unstetig wird.

c) Die physikalische Bedeutung der Unstetigkeitsstellen im Verlaufe der Funkenspannung und der Strahlwirkung

Wie M. Toepler (13) nachwies, treten sprunghafte Änderungen im Verlaufe der Größe und Richtung der Funkenspannungkurve als Funktion der Schlagweite stets dort auf, wo die eine Funkenbildung bedingenden Vorprozesse im Schlagraum sich ändern, z. B. lichtloses Fließen, in Glimmen, in Büschel, in Streifen, in Büschelbogen, in Bogen übergeht. Aber auch im Bereich dieser einzelnen Formen stören kleine Ausbildungsänderungen dieser den glatten Verlauf im zugehörigen Intervall, man hat eine „Feinstruktur" des Verlaufes. Dies gilt auch für lichtloses Fließen als Vorprozeß im ersten Schlagweitenintervalle; den hier auftretenden Schwenk- und Knickstellen entsprechen kleine Änderungen in der Struktur der nahezu lichtlosen Vorprozesse. Im einzelnen ist außer einigen Vermutungen bei M. Toepler (6 und 8) und J. Claußnitzer (5) bisher nichts bekannt. Es wurde daher versucht, in fertigen Funken durch photographische Aufnahmen die Spuren unterschiedlicher Vorprozesse aufzufinden. Eigene Aufnahmen zeigten jedoch nicht die geforderte Klarheit im Bilde des Vorprozesses, so daß sie nicht einwandfrei ausgewertet werden konnten[1]).

V. Konstanten an F_3 für das Abhängigkeitsgesetz der Wirkung von der Beleuchtungsstärke

a) Messungen mit der Funkenlampe bei Abstandsänderung

Bei alleiniger Veränderung des Abstandes A zwischen Strahler F^* und Empfänger F_3 fand M. Toepler als Gesetz für die Wirkung W

$$\log W = a - b \cdot \sqrt{A} = \log W_\infty - b \cdot \sqrt{A}\,.$$

Hierin sind a, b und W_∞ Konstanten. Dabei erwies sich W_∞ als angenähert proportional der Schlagweite F_{10}. Für F_3 sind in Tabelle IIa die von mir gemessenen Werte W bei verschiedenen Abständen A mitgeteilt, sowie die zugehörigen a, b und W_∞. Der obere Tabellenteil gibt die Werte für Bestrahlung von F_3 aus alten Kupferkugeln durch F^* aus Fe-alt; beim unteren Tabellenteil wurde das gleiche F_3 durch F^* mit Zn-Spitzen bestrahlt.

Tabelle IIa

Konstanten aus Abstandsänderung

F_{10}	Abstand F^* nach F_3 in m					Konstanten		
cm	0,50	0,75	1,00	1,25	1,50	a	b	W_∞
	F^*Fe bestrahlt F_3Cu; W in μ; 74,2 cm; 15,8°; 26,6°							
0,9	1540	1370	1250	1150	1060	3,404	0,308	2535
1,0	1770	1590	1450	1330	1240	3,458	0,298	2870
1,1	2010	1820	1660	1530	1430	3,508	0,288	3205
	F^*Zn bestrahlt F_3Cu; W in μ; 74,8 cm; 16,4°; 26,2°							
0,8	1550	1410	1290	1160	1110	3,390	0,281	2455
1,0	2050	1880	1730	1610	1530	3,488	0,250	3075
1,2	2980	2670	2440	2200	2020	3,698	0,316	4990

Bemerkt sei, daß alle Tabellenangaben (mit Ausnahme der letzten Zeile) sich auf Funken F_3 unterhalb der Schwenkstelle beziehen.

1) Der Funke war zu stark, so daß ein Wegblasen der Aureole mit dem Föhn nicht hinreichte, den Funkenkanal in allen Einzelheiten deutlich erkennen zu lassen.

b) Doppelfunken in der Funkenlampe

Die Konstanten a, b und W_∞ kann man, wie M. Toepler (8) zeigte, auch auf Grund der Tatsache bestimmen, daß ein Doppelfunke im Abstande A ebenso wirkt, wie ein einfacher im Abstande $A : \sqrt[4]{2} = 0{,}841 \cdot A$. Messungen dieser Art ergaben mit F^*Cu und F_3Cu, anodisch wie auch bei Tabelle IIa gekäfigt, die Werte von Tabelle IIb.

Tabelle IIb

Konstanten aus Doppelfunken

F_{10}	Wirksame Cu-Funken			Konstanten		
cm	oben	unten	beide	a	b	W_∞
	F^*Cu bestrahlt F_3Cu; W in μ; 74,6 cm; 14,4°; 24,4°					
0,9	1260	1250	1400	3,401	0,303	2520
1,0	1410	1410	1570	3,445	0,296	2785
1,1	1600	1610	1780	3,493	0,288	3110

Da sich die Konstantenberechnung hier für jedes F_{10} nur auf zwei Meßdaten stützt, sind die Angaben recht unsicher.

VI. Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Strahlwirkung

a) Die Strahlwirkung an F_3 in Abhängigkeit vom Elektrodenmaterial in F_3 und F^*

s_{norm}, d. h. die Anfangsspannung des Empfängers ist bekanntlich nur von der Kugelgröße, nicht aber vom Material abhängig.

s_{max} hängt sowohl von der Helligkeit des Strahlers nach Gesamtstärke und spektraler Verteilung und damit von dessen Material ab, als auch von der Empfindlichkeit des Empfängers und damit auch, wie nachstehende Messungen zeigen, von dessen Material ab.

Die Wirkung, d. h. $(s_{max} - s_{norm})$, hängt wegen s_{max} vom Material sowohl des Strahlers wie auch des Empfängers ab.

M. Toepler hatte seine sämtlichen Messungen an 5-cm-Kugeln mit dem gleichen Empfängermaterial, nämlich Messing[1]), durchgeführt und nur das Strahlermaterial variiert. Es war eine Hauptaufgabe dieser Arbeit, auch das Material des Empfängers zu verändern. Alle folgenden Messungen zu Tabelle III und IV sind sämtlich bei anodischer Käfigung von F_3 durchgeführt, weil hierbei die Strahlwirkung am größten war und zugleich die Meßwerte am wenigsten streuten.

Tabelle III. Wirkung W in Abhängigkeit vom Material des Strahlers F^* und Empfängers F_3

p	765 mm	760 mm	749 mm	758 mm	755 mm	753 mm	758 mm	755 mm
t_1	13,1°	14,6°	12,6°	15,0°	14,8°	14,8°	15,1°	12,4°
t_2	21,2°	23,4°	22,4°	20,6°	20,4°	20,6°	21,2°	20,0°
F^*	*Fe*	*Fe*	*Fe*	*Ag*	*Ag*	*Ag*	*Cu*	*Mg*
F_3	*Zn*	*Fe*	*Cu*	*Cu*	*Ag*	*Al*	*Cu*	*Cu*
F_{10}	$s_{max} - s_{norm} = W$ in μ							
0,7	—	—	—	870	790	—	850	650
0,75	—	—	—	930	890	—	950	—
0,8	—	690	1020	1080	990	460	1050	860
0,85	—	—	—	1200	1080	—	1150	—
0,9	850	880	1210	1320	1190	560	1270	1070
0,95	—	—	1300	1460	1280	—	1360	—
1,0	1110	1160	1410	1560	1380	650	1450	1300
1,05	—	—	1500	1670	1480	—	1550	—
1,1	1380	1370	1600	1760	1560	740	1650	1490
1,15	—	—	1740	1860	1650	—	1750	—
1,2	1680	1630	1850	2040	1740	860	1870	1900
1,25	1860	1760	2010	2400	1840	990	2100	2240
1,3	2210	1890	2380	2750	2170	1130	2480	2560
1,35	2580	2130	2770	3200	2500	1450	3000	3100
1,4	2960	2400	3200	3660	2780	1660	3650	3470
1,45	3580	2680	3730	4240	3350	2080	4300	3950
1,5	4130	3060	4200	—	3850	2410	4420	4380
1,55	4740	—	4860	—	—	—	3950	3820
1,6	—	3760	4580	—	—	—	3500	3080
F_{10} für S_2'	1,160	1,150	1,165	1,190	?	1,180	1,190	1,160
F_{10} für S_3'	1,270	1,325	1,270	1,270	1,275	1,300	1,280	1,300
m	0,58	0,50	0,30	0,31	0,29	0,32	0,275	0,39
$-n$	910	400	2040	1850	1960	1650	3550	1300
$2p \cdot 10^3$	0,169	0,290	0,229	0,214	0,252	0,345	0,175	0,214

1) J. Claußnitzer (5) benutzte Cu als Elektrodenmaterial des Empfängers.

Für die beiden Schwenkstellen S_3' und S_3'', ermittelt aus graphischer Darstellung, wurden in Tabelle III die zugehörigen Werte von F_{10} besonders angegeben. Die Lage beider Unstetigkeitsstellen ist relativ ungenau bestimmt, da zwischen S_3' und S_3'' nur zwei Meßpunkte vorlagen. Dazu kam – selbst bei Annahme geradlinigen Verlaufes von W in diesem Intervalle –, daß der Schnittwinkel der beiden Kurvenäste von W, die dem Verlaufe der Wirkung unterhalb S_3' und zwischen S_3' und S_3'' entsprachen, sich als außerordentlich klein herausstellte, z. B. war bei der Kombination *Ag Ag* überhaupt nicht möglich, S_3' zu bestimmen. Es konnte darum nicht einwandfrei festgestellt werden, ob, wie es scheint, die Lage der Schwenkstellen S_3' und S_3'' materialabhängig ist. Auch die Bestimmung der Schwenk- und Knickstellen aus der ja jedesmal mitgemessenen Anfangspannung gestattete hierüber kein einwandfreies Urteil.

Auch die Lage der Knickstelle K_3 zwischen 1,45 cm und 1,60 cm erscheint, wenn überhaupt, so nur wenig materialabhängig.

Unterhalb s_3' ist der Verlauf von W fast geradlinig, er zielt nach F_{10} gleich m hin (vgl. auch Fig. 1).

Oberhalb s_3'' bis zum Höchstwert K_3 ist, wie auch schon gesagt, W als Funktion von F_{10} durch eine Parabel mit Vertikalachse durch m darstellbar; ihr Scheitel liegt n cm unter m, Parameter $2p$. Die Werte m, n und $2p$ sind in Tabelle III angegeben.

b) Ergänzungsmessungen

In Tabelle IV ist die Wirkung W wieder für anodische Käfigung von F_3, aber nur für das Intervall zwischen s_3'' und K_3, angegeben.

Tabelle IV

Wirkung oberhalb Schwenkstelle

Stoff von		F_{10} in cm			p	t_1	t_2
		1,3	1,4	1,5	in	in	in
F^*	F_3	W in μ			cm Hg	°C	°C
Fe	*Sn*	1460	2020	2630	74,7	14,4	24,2
Fe	*Fe*	1680	2120	2750	73,8	14,2	24,0
Fe	*Ag*	1890	2360	2890	74,7	14,4	24,2
Fe	*Al*	1820	2480	3270	75,2	15,0	24,3
Fe	*Zn*	2130	2780	3630	73,8	14,2	24,0
Fe	Messing	2520	3350	4590	73,0	13,6	23,0
Fe	*Cu*	2560	3470	4690	73,8	14,2	24,0
Sn	*Zn*	2040	2510	3240	74,2	13,4	20,8
Fe	*Zn*	2210	2960	4130	76,5	13,1	21,2
Al	*Zn*	2410	3230	4160	74,5	13,6	21,0
Cu	*Zn*	2500	3330	4390	74,2	13,5	20,7
Ni	*Zn*	2690	3580	4720	74,2	13,3	21,0

Ordnet man die Angaben von Tabelle III und IV für gleichbleibenden Empfänger (F_3Cu und auch F_3Zn) die Stoffe am Strahler F^* nach steigender Strahlintensität, so hat man: *Sn, Fe, Mg, Ag, Al, Cu, Ni*. Es ist dies nahezu die von M. Toepler (8) für F_5 aus Messing gefundene Reihenfolge.

Für gleichbleibenden Strahler (F^*Fe und F^*Ag) ordnen sich die Stoffe am Empfänger F_3 nach steigender Empfindlichkeit folgendermaßen: *Sn, Fe, Al, Ag, Zn, Messing, Cu*. Die Empfindlichkeit von *Al* und *Mg* erwies sich als auffallend klein und äußerst schwankend.

c) Ort der Strahlwirkung

Sowohl für F_5 wie für F_3 liegen für Bestrahlung mit Silber viele Meßdaten vor, für F_3 auch bei *Ag* als Empfänger. *Ag* ist bekanntlich für ultraviolettes Licht recht durchlässig; zwar liegt die höchste Durchlässigkeit nach R. S. Minor (14) bei 321 $\mu\mu$, d. h. bei einer Wellenlänge, für die das Funkenlicht noch nicht wirksam ist, aber eine hohe Durchlässigkeit ist noch im ganzen Wirksamkeitsgebiete vorhanden. Wie die Messungen zeigten, tritt jedoch *Ag* weder als Strahler- noch als Empfängermaterial bemerkenswert hervor. Dies spricht dafür, daß der Ort der Strahlwirkung an oder vor der Empfängeroberfläche liegt. Bei *Mg* und besonders bei *Al* haben wir auffallend geringe Wirkung, da durch eine starke Oxydschicht die Strahlwirkung als Oberflächenerscheinung behindert ist.

VII. *Hg*-Lampe und Kohlebogen als Strahler

a) Abstandsmessungen mit der Quarzquecksilberlampe

Die Quarzquecksilberdampflampe war die schon von J. Claußnitzer (5) benutzte, Hersteller: Quarzlampen-Gesellschaft in Hanau; sie verbrauchte bei 135 Volt einen Strom von 2,3 Amp., Bogenlänge 12,5 cm, das Lampenspektrum reichte von etwa 220 $\mu\mu$ aufwärts.

Die Lampe wurde in dem bei den Messungen mit der Funkenlampe benutzten lichtundurchlässig umkleideten Kasten aufgestellt, der horizontale Bogen befand sich in Höhe der Achse der Meßfunkenstrecke F_3Cu und stand senkrecht zum Lichtstrahl von Bogenmitte nach F_3Cu. Der Bogen befand sich 10 cm hinter der vorderen Umkleidung des Holzgestelles, die jetzt eine Öffnung von 8 cm Breite und 5 cm Höhe hatte, verschließbar durch einen lichtdichten Schieber. Da die gesamte Bogenlänge 12,5 cm betrug, war durch die 8 cm lange Blende die Strahlung der elektrodennahen Bogenteile abgeblendet (J. Claußnitzer benutzte sogar nur 4 cm des mittelsten Bogenstückes).

Tabelle V

Strahler Quecksilberlampe

Stoff von F_3	F_{10} in cm	Abstand in m				Konstanten		
		1	2	3	4			
		W in μ				a	b	W_∞
Messing	1,0	510	310	210	150	3,228	0,523	1690
	1,25	780	500	350	290	3,328	0,442	2130
Fe	1,0	290	140	80	(40)	3,230	0,767	1700
	1,25	510	260	160	110	3,333	0,646	2150
Cu	1,0	680	450	350	280	3,230	0,398	1700
	1,25	930	630	470	390	3,312	0,361	2050
Zn	1,0	440	240	140	100	3,318	0,668	2080
	1,25	(700)	360	240	160	3,418	0,597	2620
Ag	1,0	610	400	300	250	3,160	0,387	1445
	1,25	760	530	430	330	3,245	0,362	1760

Zur Ermittlung der Abstandskonstanten a, b und W_∞ wurde der Abstand *Hg*-Lampe bis F_3Cu variiert.

Die Meßunsicherheit betrug für W wie immer $\pm 30\,\mu$. Aus diesem Grunde konnten die Messungen mit *Sn* und *Al* als Empfänger überhaupt nicht ausgewertet werden; W betrug hier in 2 m Abstand für F_{10} gleich 1 cm nur 100 bis 150 μ, in 3 m Abstand nur 50–100 μ. Nach wachsender Wirkung geordnet hat man *Al*, *Sn*, *Fe*, *Zn*, *Messing*, *Ag*, *Cu*; es fand sich also (nahezu) die auch für andere Strahler gültige Reihenfolge.

b) Kohlebogen als Strahler

Es wurden benutzt (aufgestellt im gleichen Kasten wie die *Hg*-Lampe, jetzt 5 cm hinter der $6\times6 = \text{cm} =$ Öffnung bei 1 m Abstand vom Bogen nach F_3Cu):

1. Liliputlampe (Fabrikat „Traut-Midima"), parallelstehende Kohlestifte von 0,4 cm Durchmesser, Länge des gewölbten Bogens etwa 1 cm, Bogenachse vertikal. Es ergab sich für $F_{10} = 1$ cm

   bei 92 Volt und 3,7 Amp. W zu 210 μ
   bei 110 Volt und 4,7 Amp. W zu 270 μ.

2. Bogenlampe (Institutsfabrikat), Kohlestifte 2,5 cm Durchmesser, unter 135° geneigt, Bogen 0,5–1,5 cm lang. Es ergab sich für $F_{10} = 1$ cm für 92 Volt Gleichspannung bei Ampere 3 und 6,5 und 10 und 16 und 20 W in μ 150 und 200 und 310 und 450 und 550.

Die Kleinheit und eine ungewöhnlich hohe Streuung der Wirkungswerte verhinderte die wünschenswerte Feststellung, wieviel von der Strahlung vom Krater, wieviel vom eigentlichen Bogen ausgeht.

VIII. Strahlverdichtung durch Quarzlinsen

In vorliegender Arbeit wurden, ebenso wie zumeist bei M. Toepler, als Strahlquelle Funken großer Kapazitäten, 20000 cm, benutzt. Die für manche Untersuchungszwecke erwünschte Anwendung kleinerer Kapazitäten bis unter 1000 cm hinab oder einer spektralen Unterteilung gibt zu geringe Strahlintensitäten. Als Vorarbeit zu solchen Untersuchungen wurde nachstehend noch die Möglichkeit einer Erhöhung der Beleuchtungsstärke durch eine Strahlverdichtung mittels einer Quarzlinse geprüft.

Eine Quarzsammellinse von 5 cm Durchmesser, 0,5 cm Dicke und 13,5 cm Brennweite für den Spektralbereich oberhalb 200 mμ wurde derart zwischen Strahler und Empfänger aufgestellt, daß das von dem als allein wirksam erkannten ultravioletten Licht von 180–300 mμ Wellenlänge erzeugte Bild des Strahlers (Funke der Funkenlampe) auf die Funkenausbruchsstelle an der Kathode des Empfängers fiel. Unmittelbar vor der Linse befand sich eine Blende von 3,5 cm lichtem Durchmesser. Der Abstand der Linse von der Funkenausbruchsstelle an der Kathode des Empfängers betrug rund 16 cm. Dieser Wert ergab sich aus der Linsenformel $\frac{1}{g} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$, in der die Brennweite f zu 13,5 cm, die Summe von Gegenstandsweite g und Bildweite b zu 100 cm gegeben waren. Die Schärfe des ultravioletten Bildes des Strahlers wurde überdies mit einem Fluoreszenzschirm nachgeprüft.

Bei den Messungen zu Tabelle VI war der Käfig um F_3 beseitigt, die Spannung an F_3 demnach nahezu symmetrisch, das Feld durch die 16 cm entfernte Quarzlinsenfassung nicht wesentlich gestört. Die Wirkungswerte umfassen wohl das Gebiet unterhalb der

Tabelle VI

Wirkung und ihre Verstärkung durch Quarzlinse

Stoff von		F_{10} in cm				F_{10} in cm			
		0,7	0,8	0,9	1,0	0,7	0,8	0,9	1,0
F^*	F_3	W in μ ohne Linse				Proz. Zunahme mit Linse			
Mg	*Cu*	900	960	1020	1100	65,5	65,5	66,5	63
Pb	*Cu*	950	1040	1130	1220	63	63,5	63,5	64
Ag	*Cu*	980	1050	1140	1250	55	56	54	(49)
Cu	*Cu*	950	1060	1160	1270	66	65	64	61,5
Bi	*Cu*	1000	1090	1190	1290	63	63	62	61
Au	*Cu*	1000	1100	1200	1300	50	52	53	54,5
Cd	*Cu*	1050	1140	1240	1330	66	65	62	60
Ni	*Cu*	1120	1180	1250	1310	61,5	60	59	58
Sn	*Cu*	1110	1190	1270	1340	51,5	49	48	47
Al	*Cu*	1160	1210	1270	1350	45	48	51	51
Pt	*Cu*	1080	1200	1320	1440	48	48	48,5	46
Fe	*Cu*	1150	1240	1320	1400	52	48,5	47,5	47
Zn	*Cu*	1150	1260	1380	1490	56,5	53	48,5	47,5
Au	*Ag*	690	820	950	1070	65	60	56	54
Cu	*Ag*	750	850	950	1050	63	59	57	57
Fe	*Ag*	810	910	1000	1100	60,5	60,5	61	60
Pt	*Ag*	850	940	1050	1180	59	59,5	57	53,5

Schwenkstelle. Statt der bei Belichtung mit Quarzlinse gemessenen verstärkten Wirkungswerte ist in der Tabelle die prozentische Zunahme der Wirkung ohne Linse auf Wirkung mit Linse angegeben.

Für bestimmtes F_{10} und bei ungeändertem Strahlspektrum nimmt die Strahlwirkung mit der vom Abstande und von der Strahlintensität abhängigen Beleuchtungsstärke bis zu einem Höchstwerte W_∞ zu. Das photometrische Grundgesetz von M. Toepler (7 und 8) gestattet, aus W ohne Linse und aus der Zunahme mit einer Linse (diese ohne Absorption im wirksamen Spektralteile) bei Kenntnis von W_∞ die Strahlverdichtung, d. h. die relative Zunahme der Beleuchtungsstärke, zu berechnen.

Leider kennen wir W_∞ für F_3 ohne Käfig, entsprechend Tabelle VI, noch nicht; für F_3 mit anodischer Käfigung gibt Tabelle II einige Werte. Übernimmt man diese, so haben wir z. B. für F_{10} gleich 1 cm:

Für die Bestrahlung	$F^*Cu \rightarrow F_3Cu$	$F^*Fe \rightarrow F_3Cu$	$F^*Zn \rightarrow F_3Cu$
W_∞	2785 μ	2870 μ	3070 μ
W ohne Quarzlinse	1270 μ	1400 μ	1490 μ
W mit Quarzlinse	2060 μ	2050 μ	2180 μ
Daraus Strahlverdichtung	43,12	21,96	19,66

Wenn auch Unsicherheiten in Zentrierung und in Fokusierung eine erhöhte Unsicherheit der Beleuchtungsstärke bedingen, so sind doch die gefundenen Unterschiede im Werte der Strahlerdichtung hierdurch allein nicht zu erklären. Hier zeigt sich sicher der Einfluß der Absorption von Quarz; F^*Fe und F^*Zn verlieren im Quarz sehr viel mehr wirksames Licht als F^*Cu, d. h. erstere strahlen ein besonders helles, starkes Funkenlicht im Absorptionsgebiete zwischen Wellenlängen 200 $\mu\mu$ und 180 $\mu\mu$. Aus der Strahlverdichtung durch Linsen mit selektiver Absorption (wie Quarz) lassen sich demnach Schlüsse auf die Verteilung der Wirkung des Strahlers auf sein Spektrum ziehen.

Zusammenfassung

M. Toepler hat in einigen kürzlich in dieser Zeitschrift erschienenen Arbeiten die Strahlwirkung von Stoßfunken untersucht, wobei er als Lichtquelle eine Funkenlampe benutzte. M. Toeplers Messungen bezogen sich auf konstantes Empfängermaterial. Die vorliegende Arbeit des Verfassers benutzt die Versuchsanordnung und allgemeine Meßart Toeplers, variiert jedoch das Empfängermaterial. Die Ergebnisse der Arbeit sind folgende: Trotz starker Spitzenabnutzung von Stoßfunken ist der Alterungseinfluß auf ihre Strahlhelle gering. Die Unterschiede der Stoßwirkung für anodische oder kathodische Käfigung bzw. symmetrische Spannung am Empfänger werden eingehend untersucht; sie erweisen sich an Empfängerkugeln von 3 cm Durchmesser größer als für 5 cm Durchmesser. Auch scheinen für 3 cm Durchmesser zwei Schwenkstellen statt einer außer der Knickstelle im Wirkungsverlauf für wachsende Schlagweite vorhanden zu sein. Der Unterschied der Empfindlichkeit verschiedener Metalle als Empfängerkathode erweist sich als gering; das stark oxydierende *Mg* und besonders *Al* sind viel unempfindlicher. *Ag* tritt trotz seiner Durchlässigkeit im Ultraviolett nicht hervor; die Wirkung ist demnach wohl eine Oberflächenerscheinung. Quecksilberlampe und besonders Kohlenbogen besitzen nur sehr geringe Strahlhelle. Die Strahlverdichtung mittels Quarzlinsen sind für Wirkungsmessungen geeignet. Funken verschiedener Metalle geben infolge Absorption im Quarz verschiedene Verstärkungsfaktoren; hieraus lassen sich Schlüsse auf die Spektren starker Funken ziehen.

Es sei mir noch gestattet, den Herren Prof. Dr. Max. Toepler und Prof. Dr. Hans Falkenhagen für die Ermöglichung dieser Arbeit und ihren beratenden Beistand bei Durchführung derselben herzlichst zu danken. Überdies gebührt mein Dank der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Gewährung eines Forschungsstipendiums.

Literaturverzeichnis

1) H. Hertz, Ann. d. Phys. **31**, 983, 1887.
2) A. Toepler, Ann. d. Phys. **134**, 217, 1868.
3) C. Brinkmann, Arch. f. Elektrotechn. **33**, 121, 1939.
4) J. Elster und H. Geitel, Ann. d. Phys. **39**, 332, 1890.
5) J. Claußnitzer, Diss. Dresden, Physik. Zeitschrift **34**, 791, 1933.
6) M. Toepler, Physik. Zeitschr. **35**, 161, 1934.
7) M. Toepler, Physik. Zeitschr. **39**, 523, 1938.
8) M. Toepler, Physik. Zeitschr. **40**, 206, 1939.
9) M. Toepler, Arch. f. Elektrotechn. **26**, 429, 1932.
10) M. Toepler, ETZ. **53**, 1219, 1932; Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 386, 1932.
11) J. Claußnitzer, ETZ. **54**, 911, 1933.
12) M. Toepler, Arch. f. Elektrotechn. **30**, 663, 1936.
13) M. Toepler, Ann. d. Phys. **2**, 612, 1900; **7**, 488, 1902; **10**, 733, 1903; ETZ. **28**, 1025, 1907; Handb. d. Naturwiss. **4**, 412, 1913.
14) R. S. Minor, Ann. d. Phys. **10**, 581, 1903.

Dresden, Institut für theoretische Physik an der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 20. Juli 1939)

Zur Kapazitätsmessung mit dem Fadenelektrometer

2. Mitteilung

Von Josef Tagger

In einer früheren Mitteilung[1]) habe ich darauf hingewiesen, daß beim Zweifadenelektrometer mit Hilfskonduktor das Fadensystem mit dem Konduktor einerseits und der Zuführungsstift mit eventuellen Aufbauten und das Schutzgehäuse andrerseits zwei hintereinandergeschaltete Kondensatoren bilden. Ihre Kapazitäten bezeichnen wir wieder mit C_1 und C_2; C_1 ist mit dem Fadenausschlage veränderlich.

Legen wir bei geerdetem Gehäuse und Konduktor an das Fadensystem das Potential V, so sitzt auf dem Instrumente die Ladung $Q = V(C_1 + C_2)$. Isolieren wir jetzt das System und legen wir an den Hilfskonduktor eine gleichbezeichnete Spannung V_1, so wird das Potential des Fadensystems auf V_2 steigen, der Fadenausschlag aber zurückgehen, und es gilt:

$$V_2 \cdot C_2 + (V_2 - V_1) \cdot C_1 = V(C_1 + C_2).$$

Wenn wir nun die Spannung V_1 so hoch wählen, daß der Fadenausschlag Null wird, so ist auch $V_2 - V_1 = 0$ und unsere Gleichung reduziert sich auf $V_2 C_2 = V_1 C_2 = V(C_1 + C_2)$.

Diese Gleichung sagt aus, daß jetzt die ganze Ladung des Instrumentes auf C_2, also auf dem Zuführungsstifte + Aufbau sitzt, das Fadensystem selbst ist ungeladen.

Wenn von einem Zweifadenelektrometer nur die Summe der Kapazitäten oder eine der Teilkapazitäten, und zwar für den vollen Ausschlag, bekannt ist, so ist also die Spannung V so zu wählen, daß der volle Ausschlag erreicht wird. Dann wird, weil $V_1 = V\dfrac{C_1 + C_2}{C_2}$, für das Instrument ohne jeden Aufsatz nach den Angaben bei der früher beschriebenen Methode die notwendige Höchstspannung wieder ungefähr $V_1 = 2V$.

Wenn aber für die Kapazität des Fadensystems eine Eichkurve vorliegt, diese Kapazität also für jeden Ausschlag bekannt ist, oder wenn die verlangte Genauigkeit der Messung es zuläßt, die Kapazität des Fadensystems als konstant anzunehmen, was bisher meist zwangsweise geschah, so wird man V so wählen, daß V_1 den Meßbereich des Instrumentes nicht überschreitet. Dann können alle Spannungen mit dem Elektrometer selbst gemessen werden, denn um V_1 zu erhalten, braucht man schließlich das Fadensystem nur zu erden. Dann gibt der Ausschlag die Spannung V_1 an.

Auf die Wiedergabe von Meßresultaten kann ich verzichten, sie sind dieselben, die ich schon früher mitgeteilt habe.

Innsbruck, Physikalisches Institut, im Oktober 1939.

(Eingegangen 26. Oktober 1939)

1) Physik. Zeitschr. **40**, 408, 1939.

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

A. E. van Arkel, Reine Metalle. 574 Seiten. 67 Abb. Berlin 1939. Verlag J. Springer. Preis geb. RM 49.80.

In diesem Buche hat sich der Herausgeber, der zugleich Verfasser größerer Teile ist, die schwierige Aufgabe gestellt, zusammen mit einigen weiteren Spezialisten eine Monographie über die reinen Metalle, ihre Herstellung, Eigenschaften und Verwendung zu schreiben. Dabei versteht er unter der kaum definierbaren, aber auch durch keine bessere zu ersetzenden Bezeichnung „rein" nicht einen mehr oder weniger willkürlich angenommenen minimalen Verunreinigungsgrad, sondern meistens ein Metall oder auch eine Legierung, die, obwohl sie aus mehreren Komponenten bestehen mag, nur so wenig davon enthält, daß die Eigenschaften der Hauptkomponenten durch die Anwesenheit der anderen nicht verdeckt oder auch nur verändert werden. Die Einleitung bildete in Abschnitt von Borelius „Der metallische Zustand", in dem allgemeinere Fragen behandelt werden, z. B. die Energie der Elektronen in Atomen und Metallen, metallische Leitung, Übergangsmetalle, Halbleiter, Isolatoren. So schön dieser Teil auch geschrieben ist, scheint er dem Referenten, besonders im Hinblick auf den sehr umfangreichen speziellen Teil, zu kurz geraten zu sein; es wird den Leser unbefriedigt lassen, wenn er die Arbeiten von Sommerfeld oder z. B. die Monographie von v. Auwers über die magnetischen Eigenschaften nur gerade eben erwähnt findet. Weiter befaßt sich die allgemeine Einleitung mit Herstellungs- und Reinigungsverfahren und mit den Prüfmethoden auf Reinheit. Den größten Teil des Buches nimmt dann die Beschreibung der einzelnen Metalle ein. Man findet für jedes Metall Darstellungsmethoden angegeben und dann physikalische Eigenschaften, wie Kristallstruktur, thermische Eigenschaften, Schmelzpunkt, elektrische, magnetische, mechanische, chemische Eigenschaften, schließlich wird noch kurz auf die Verwendung eingegangen. Obwohl durch die naturgemäß niemals übereinstimmenden Auffassungen der einzelnen Bearbeiter ihres Themas starke Unterschiedlichkeiten hineingetragen werden — der eine betrachtet mehr als Wissenschaftler, der andere mehr als Techniker —, macht das Werk doch einen ziemlich einheitlichen Eindruck. Es bildet damit einen Übergang vom Lehrbuch zum Handbuch und wird so den Physikern und Chemikern, für die es bestimmt ist, in mancher Weise die Arbeit erleichtern. Für die speziellen Forschungsarbeiten aber wird das Studium der Originalliteratur, die jedesmal ausführlich angegeben ist, nicht immer entbehrlich sein. Wohl geht das Mitgeteilte oft über das hinaus, was die Handbücher in ihrem jetzigen Stande bieten, doch kann andererseits bei so verhältnismäßig geringem Umfang kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden. Bedauerlicherweise konnten sich der Verlag und der Herausgeber nicht entschließen, manche wichtigen Beiträge ins Deutsche übersetzen zu lassen. Rogowski

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Münster Dr. Walter Franz für theoretische Physik, an der Universität Heidelberg Dr. Karl Stehberger für Physik, an der Technischen Hochschule Breslau Dr.-Ing. Kurt Schuster für Physik, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Otto Knoll für Lichttechnik.

Ernannt: Der nichtbeamtete a. o. Professor der Chemie an der Universität Kiel Dr. Hans Kleinfeller zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Assistent Dr. Friedrich Gondoletsch zum planmäßigen Observator am astronomischen Recheninstitut in Berlin-Dahlem, der nichtbeamtete a. o. Professor der Mathematik an der Universität Bonn Dr. Erich Bessel-Hagen zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Gießen Dr. Lothar Hock zum außerplanmäßigen Professor der physikalischen Chemie daselbst, der wissenschaftliche Hilfsarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt Dr.-Ing. Karl-Joachim Umpfenbach zum Regierungsrat daselbst, der Dozent an der Universität Rostock Dr. Friedrich Lösch zum ord. Professor der Mathematik daselbst, der Dozent an der Universität Budapest Dr. Paul Gombás zum öff. a. o. Professor für theoretische Physik an der Universität Szeged (Ungarn), der Hauptobservator am Astrophysikalischen Observatorium in Berlin-Potsdam Dr. Paul ten Bruggencate zum außerplanmäßigen Professor der Astronomie an der Universität Berlin.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für Astronomie und Vererbungswissenschaft an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Martin Brendel.

Vorlesungsverzeichnis. Richtigstellung

Technische Hochschule München. **Tomaschek:** Experimentalphysik II, 4; Ausgewählte Kapitel aus der Experimentalphysik, 1; Physikalisches Praktikum, 4 oder 8, für Fortgeschrittene (mit v. Angerer), halbtägig; Wissenschaftliche physikalische Arbeiten (mit Goubau und Deutschbein), tägl.; Physikalisches Kolloquium, 14tägig, 2. — **Meißner:** Technische Physik IV: Ausgewählte Kapitel aus dem Gesamtgebiet, 3; Technisch-physikalisches Praktikum, 4; Anleitung zur Ausführung wissenschaftlicher Arbeiten auf dem Gebiet der technischen Physik, tägl. — **Ammann:** Kinematographie I, mit Vorführungen, 1. — **v. Angerer:** Experimentalphysik für Fortgeschrittene III: Physikalische Optik, Spektroskopie, Photographie, 2. — **Goubau:** Elektronenröhren, 1. — **Schnaidt:** Meteorologie: Wettervorhersage und Fliegerwetterkunde, 1; Klimatologie, 1. — In Weihenstephan: **N.N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Wärme, Elektrizität I, 4; Angewandte Physik, einschließlich Elektrotechnik, 1, Übungen, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten aus Physik, ganztägig. —

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.